



# Étude de la dynamique de paroi de domaine magnétique dans des matériaux à fort couplage spin orbite

Alexandre Lopez

## ► To cite this version:

Alexandre Lopez. Étude de la dynamique de paroi de domaine magnétique dans des matériaux à fort couplage spin orbite. Matière Condensée [cond-mat]. Université Grenoble Alpes, 2015. Français. NNT : 2015GREAY037 . tel-01257761

**HAL Id: tel-01257761**

**<https://theses.hal.science/tel-01257761>**

Submitted on 18 Jan 2016

**HAL** is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

## THÈSE

Pour obtenir le grade de

## DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ DE GRENOBLE

Spécialité : **Physique/Nanophysique**

Arrêté ministériel : 7 août 2006

Présentée par

**Alexandre LOPEZ**

Thèse dirigée par **Alain SCHUHL**

et codirigée par **Mihai Ioan MIRON** et **Olivier BOULLE**

préparée au sein **SPINTEC**

et de l'**École Doctorale de Physique**

## Étude de la dynamique de paroi de domaine magnétique dans des ma- tériaux à fort couplage spin orbite.

Thèse soutenue publiquement le ,  
devant le jury composé de :

**Mr, Olivier BOURGEOIS**

Directeur de Recherche, CNRS/Institut NEEL, Examineur

**Mme, Julie GROLLIER**

Directeur de Recherche, CNRS/Thalès, Rapporteur

**Mr, Vincent JEUDY**

Professeur des Universités, CNRS/LPS, Rapporteur

**Mr, Kevin GARELLO**

Chargé de recherche, ETH Zürich, Examineur

**Mr, Mihai Ioan MIRON**

Chargé de recherche, CNRS/SPINTEC, Co-Encadrant

**Mr, Olivier BOULLE**

Chargé de recherche, CNRS/SPINTEC, Co-Encadrant

**Mr, Gilles GAUDIN**

Chargé de recherche, CNRS/SPINTEC, Invité



## Remerciements

Tout d'abord, je tiens à remercier les membres du Jury pour avoir accepté d'assister à ma soutenance à une date aussi tardive dans l'été. Et un remerciement spécial aux rapporteurs qui ont lu et corrigé mon manuscrit.

Je tiens aussi à remercier les membres de mon équipe, d'abord mon chef Gilles pour ses conseils et sa patience. Olivier pour m'avoir formé en salle blanche et pour la correction du manuscrit. Mihaï pour toute la patience qu'il a sans doute fallu pour m'encadrer sur la banc de mesure quasi-statique. Je remercie également toutes les autres personnes du laboratoire qui m'ont permises de passer un bon moment au sein de Spintec. Je ne citerai personne pour ne pas faire de jaloux et surtout de peur d'oublier quelqu'un. Un grand merci aussi aux membres de la PTA pour leur aide.

Parce que ma thèse ne c'est pas résumé que au laboratoire, je tiens à remercier les "extérieurs". D'abord, les invités de la PTA, Irina et Sébastien, qui bien que occupant beaucoup de place en paillasse chimie sont tout de même de bonne compagnie. L'équipe Cobalt et son chef Julien pour toutes les parties de laser game. Je remercie les joueurs du dimanche pour les soirées/aprem Maria Olé & Jeux : Julie, Mathieu, Djé, Séb & Marie, Aurélien & Marie. Je remercie aussi tout les membres Forro chic pour les soirées Forro du lundi et Jeudi, Dedinho, Wesley, Vincent, Sandra, Vitor, Orphée, Lara, Livia, Amandine, Astrid, Bertrand, Aline, Maïwen, Laura et ceux que j'oublie. Sans oublier, tout les gens croisés au Loco Mosquito, Ingrid et Hakim pour ne citer que eux.

J'oublie beaucoup de monde, les personnes de Forro-Lyon des autres laboratoires (Etienne, Florian, etc...). Beaucoup de gens que j'ai croisé en 4 ans à Grenoble, je m'excuse pour ceux que je n'ai pas cité.

# Table des matières

<b>1</b>	<b>État de l'art</b>	<b>9</b>
1.1	Parois de domaine magnétique . . . . .	9
1.1.1	Énergie d'un domaine magnétique . . . . .	10
1.1.2	Paroi de domaines magnétiques . . . . .	12
1.2	Dynamique des parois de domaine magnétique . . . . .	13
1.2.1	Équation de Landau-Lifschitz-Gilbert . . . . .	14
1.2.2	Modèle à une dimension ou de coordonnées collectives . . . . .	14
1.3	Dynamique sous courant : couple de transfert de spin . . . . .	17
1.3.1	Limite adiabatique ou conservation du moment magnétique angulaire . . . . .	17
1.3.2	Contribution non-adiabatique . . . . .	19
1.3.3	Dynamique de la paroi . . . . .	20
1.3.4	Résultats expérimentaux . . . . .	22
1.4	Couples issus du couplage spin-orbite . . . . .	23
1.4.1	Mise en évidence . . . . .	23
1.4.2	Effet Rashba . . . . .	26
1.4.3	Effet Hall de spin . . . . .	29
1.5	Couples de spin-orbite et dynamique de la paroi sous courant . . . . .	30
1.5.1	Interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DMi) . . . . .	32
1.6	Conclusion . . . . .	38
<b>2</b>	<b>Stratégie de mesure et technique expérimentale</b>	<b>39</b>
2.1	Principe de la mesure . . . . .	41
2.1.1	Mesure de l'état magnétique . . . . .	41
2.1.2	Le "spintorquemeter" de M. Miron [35] . . . . .	43
2.2	Évolution de l'expérience . . . . .	44
2.2.1	Séparation des couples STT et SOT . . . . .	44
2.2.2	Mise en évidence de la dépendance angulaire des couples SOT . . . . .	46
2.2.3	Mesure des déplacements de la paroi . . . . .	50
2.2.4	Signal réel . . . . .	51
2.2.5	Autres contributions et leur correction . . . . .	52
2.2.6	Difficultés expérimentales . . . . .	55
2.3	Banc et technique de mesure . . . . .	56
2.3.1	Banc de mesure . . . . .	56
2.3.2	Traitement numérique du signal . . . . .	58



2.4	Structuration de l'échantillon . . . . .	58
2.4.1	Définition des croix d'alignements . . . . .	59
2.4.2	Définition des sites de piégeage . . . . .	60
2.4.3	Définition des croix de Hall . . . . .	60
2.4.4	Définition des contacts métalliques . . . . .	61
2.4.5	Mise en place du dispositif . . . . .	62
2.5	Extraction de l'équivalence et effets parasites . . . . .	63
2.5.1	Exemple de mesures et traitement des données . . . . .	64
2.5.2	Contributions des domaines . . . . .	66
2.5.3	Courbe brute et courbe corrigée . . . . .	69
2.5.4	Corrélation entre résistance et équivalence . . . . .	71
2.6	Conclusion . . . . .	72
<b>3</b>	<b>Résultats et interprétations</b>	<b>75</b>
3.1	Mesures . . . . .	76
3.1.1	Référentiel . . . . .	76
3.2	Modèle DMi-SOT . . . . .	77
3.2.1	Effet du champ planaire sur la structure de la paroi . . . . .	77
3.2.2	Expression des couples . . . . .	78
3.2.3	Position et formes de paroi . . . . .	79
3.3	Exploitation des résultats . . . . .	81
3.3.1	Paroi à 0° et champ planaire transversal . . . . .	81
3.3.2	Paroi à 45° et champ planaire longitudinal . . . . .	92
3.3.3	Paroi à 0° et champ planaire longitudinal . . . . .	101
3.4	Conclusion . . . . .	106

# Introduction

L'électronique de spin (ou spintronique) est une discipline à la frontière entre magnétisme et électronique qui cherche à tirer parti du spin des électrons (plutôt que de la charge électrique dans l'électronique classique) comme d'un degré de liberté supplémentaire pour créer des fonctionnalités nouvelles. Celles-ci incluent d'une part la conversion d'une information magnétique (direction d'une aimantation) en signal électrique mesurable (effet GMR et TMR), d'autre part la possibilité de manipuler une aimantation grâce à un courant électrique (effet dit de transfert de spin). Ces nouvelles fonctionnalités ont permis des avancées technologiques considérables dans le domaine des mémoires magnétiques où elles sont utilisées pour lire ou écrire l'information, ou dans le domaine des capteurs pour mesurer des champs magnétiques avec une très grande sensibilité. Un exemple ayant eu un impact industriel majeur est la tête de lecture de disque dur à magnétorésistance géante (GMR), qui a permis d'augmenter fortement le signal électrique de lecture de l'information magnétique contenu dans les disques durs résultant en une augmentation considérable de la densité d'information stockée. Un autre exemple sont les mémoires magnétiques à accès aléatoires, ou MRAM, dans lesquelles l'information est codée par la direction de l'aimantation d'une couche magnétique dans une jonction tunnel magnétique et est lue grâce à l'effet de magnétorésistance tunnel (TMR). Récemment, le développement des techniques de nanofabrication a rendu possible la miniaturisation des dispositifs à électronique de spin. Dans cette perspective, plusieurs types de mémoires magnétiques ont été récemment proposés dans lesquels l'aimantation est manipulée non pas en agissant directement sur l'aimantation mais sur la frontière qui sépare deux domaines d'aimantation opposés, la paroi de domaine. Ces parois magnétiques, dont l'épaisseur est comprise typiquement entre 1 et 100 nm, peuvent être manipulées « classiquement » par un champ magnétique mais aussi par un courant polarisé en spin par effet dit de transfert de spin. Cet effet envisagé théoriquement dès 1978 n'a pu être observé qu'au début des années 2000 : en traversant la paroi, le courant polarisé en spin transfère son moment magnétique à l'aimantation et fait bouger la paroi soit dans le sens de propagation des électrons soit dans le sens contraire suivant le matériau considéré. La possibilité d'utiliser cet effet pour manipuler de façon contrôlée une paroi de domaine magnétique ouvre des perspectives d'applications très prometteuses dans le domaine des mémoires magnétiques. On peut citer notamment le registre magnétique, alternative prometteuse aux disques durs proposé récemment par IBM ainsi que des mémoires MRAM dans lesquelles une paroi magnétique est déplacée grâce à des impulsions de courant dans une piste magnétique entre deux positions, codant 0 ou 1 l'information. Ces mémoires combineront haute

densité, faible consommation d'énergie (faible énergie d'écriture et de lecture) et accès rapide (lecture et écriture). Jusqu'à présent, malgré les efforts très importants fournis dans ce domaine ces dernières années, à la fois académiques et industriels (IBM, Hitachi, Samsung, NEC notamment), la démonstration de ces concepts n'a pas encore eu lieu. Toutes les études se sont en effet heurtées à la difficulté de trouver un matériau permettant la propagation contrôlée de parois de domaine magnétique à très haute vitesse sur de grandes distances. Ainsi, les premières expériences, effectuées principalement dans des alliages magnétiques doux comme le NiFe, ont montré des déplacements trop lents et peu reproductibles rendant impossible son utilisation dans des dispositifs. En 2009, une percée importante a été effectuée par le laboratoire SPINTEC, en démontrant que les parois de domaine pouvaient être déplacés beaucoup plus rapidement dans des couches ferromagnétiques ultra-minces de type métal lourd/ métal ferromagnétique/ oxyde présentant un fort couplage spin-orbite, tel que les multicouches Pt/Co/AlOx. Au début de cette thèse, ces grandes vitesses ne pouvaient pas s'expliquer par la théorie standard du couple de transfert de spin, basée sur l'échange de moment angulaire du courant vers l'aimantation, et des phénomènes additionnels de relaxation dit « non-adiabatiques » très élevées ont été un temps invoqués. En 2011, la mise en évidence de couples additionnels de fortes amplitudes dans cette multicouche, dit couple de « spin-orbite » (ou SOT) [36] a jeté une nouvelle lumière sur ces expériences. La force résultante de ces couples SOT dépend fortement de la structure interne de la paroi : dans le cas où l'aimantation tourne perpendiculairement à la surface de la paroi (paroi de Néel), la force résultante est très élevée tandis que dans le cas où l'aimantation tourne parallèlement à la surface de la paroi (paroi de Bloch), la force est très faible. Alors que l'interaction magnétostatique favorise une paroi de Bloch, il a été récemment proposé qu'un terme additionnel dans l'interaction d'échange, dénommé interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DM), pouvait favoriser la présence de paroi de Néel chirale dans ces systèmes et donc expliquer les fortes vitesses observées sous courant. Cette interaction est liée à la rupture de symétrie à l'interface et au couplage spin-orbite et de fortes valeurs sont attendues dans ces systèmes. Des premières mesures de vitesses parois sous courant en présence d'un champ magnétique planaire pour moduler la structure de la paroi ont été effectuées récemment et semble valider cette description. Cependant, ces mesures ont été effectuées dans des régimes thermiquement activés dans lesquels le piégeage joue un rôle important, ce qui rend difficile la modélisation physique de la dynamique de paroi ainsi que l'extraction des paramètres clés que sont l'amplitude des couples de spin-orbite et de l'interaction DMI. Par ailleurs, ces mesures ne permettent pas de différencier les contributions relatives des couples de transfert de spin et de spin-orbite sur la paroi. Dans cette thèse, nous avons proposé un nouveau dispositif de mesure permettant de s'affranchir naturellement de ces limitations expérimentales. Ce dispositif est basé sur la mesure des déplacements nanométriques induits par le courant d'une paroi piégée. La géométrie a été optimisée de manière à pouvoir appliquer le courant et le champ magnétique dans différentes directions, ce qui permet de distinguer clairement les contributions des différents couples sur la paroi et d'estimer l'amplitude de l'interaction DMI.

Dans le premier chapitre, je donne les bases essentielles à la compréhension de la dynamique des parois de domaines sous courant et sous champ magnétique. Ensuite,

je développe plus en détails la physique du déplacement de paroi sous courant et les questions actuelles en suspend sur cette dynamique.

Dans le second chapitre, je présente le principe de la technique de mesure ainsi que la mise en œuvre technique de cette dernière. Une courte partie est consacrée à la présentation de la fabrication des échantillons. La partie finale est consacrée au traitement des données et à la correction des artefacts qui peuvent survenir au cours de la mesure.

Dans le dernier chapitre, je présente toutes les mesures qui ont été effectuées au cours de la thèse ainsi que leur étude détaillée. Le modèle actuel reposant sur les couples SOT et une paroi de structure Néel est confronté aux résultats expérimentaux. Une attention particulière est portée à la cohérence globale des résultats et des valeurs obtenues.



# Chapitre 1

## État de l’art

### Sommaire

---

<b>1.1</b>	<b>Parois de domaine magnétique</b>	<b>9</b>
1.1.1	Énergie d’un domaine magnétique	10
1.1.2	Paroi de domaines magnétiques	12
<b>1.2</b>	<b>Dynamique des parois de domaine magnétique</b>	<b>13</b>
1.2.1	Équation de Landau-Lifschitz-Gilbert	14
1.2.2	Modèle à une dimension ou de coordonnées collectives	14
<b>1.3</b>	<b>Dynamique sous courant : couple de transfert de spin</b>	<b>17</b>
1.3.1	Limite adiabatique ou conservation du moment magnétique angulaire	17
1.3.2	Contribution non-adiabatique	19
1.3.3	Dynamique de la paroi	20
1.3.4	Résultats expérimentaux	22
<b>1.4</b>	<b>Couples issus du couplage spin-orbite</b>	<b>23</b>
1.4.1	Mise en évidence	23
1.4.2	Effet Rashba	26
1.4.3	Effet Hall de spin	29
<b>1.5</b>	<b>Couples de spin-orbite et dynamique de la paroi sous courant</b>	<b>30</b>
1.5.1	Interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DMi)	32
<b>1.6</b>	<b>Conclusion</b>	<b>38</b>

---

Ce chapitre a pour but de couvrir l’intégralité des connaissances nécessaires pour la compréhension des expériences et des résultats qui seront présentés dans les chapitres suivants. Ce chapitre retrace partie après partie l’introduction des divers éléments qui décrivent la dynamique d’une paroi de domaine magnétique sous champ et sous courant.

### 1.1 Parois de domaine magnétique

Lors de ma thèse, mon principal outil de travail ainsi que l’objet de mon étude était une paroi de domaine magnétique dans un matériau ferromagnétique. Un matériau ferro-

magnétique minimise son énergie en alignant son aimantation dans certaines directions. Les principales énergies sont l'anisotropie magnéto-cristalline, l'interaction d'échange et l'énergie dipolaire. Un matériau ferromagnétique macroscopique est brisé en de multiples domaines magnétiques de directions différentes, comme illustré dans la figure 1.1 (image de matériaux prise à l'aide d'un microscope à effet Kerr). La région de l'espace où l'aimantation passe progressivement d'une direction à l'autre est appelée paroi de domaine magnétique. Les caractéristiques de cette paroi de domaine magnétique, dépendent des énergies qui sont mises en jeu dans le matériau magnétique, la création de paroi de domaines magnétiques permettant de minimiser l'énergie globale du système. Dans un premier temps, je vais donc présenter les différentes énergies présentes dans un matériau ferromagnétique.

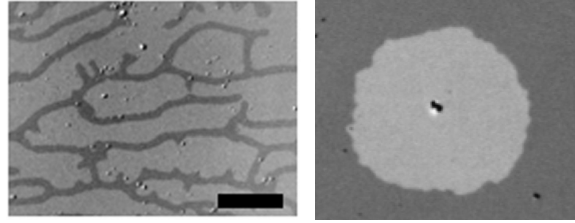


FIGURE 1.1 – Images de matériaux magnétiques brisés en domaines magnétiques prises à l'aide d'un microscope à effet Kerr [10]. Les différences de contraste représentent différentes directions de l'aimantation.

### 1.1.1 Énergie d'un domaine magnétique

Les différentes énergies magnétiques qui interviennent dans un matériau ferromagnétique sont l'énergie d'échange, l'énergie dipolaire, l'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline et dans le cas où il y aurait un champ magnétique externe, l'énergie Zeeman. L'équilibre entre ces différentes énergies fixe la nature ainsi que les dimensions des parois de domaines magnétiques qui peuvent se former dans le matériau.

#### L'énergie d'échange

L'énergie d'échange est l'énergie d'interaction des moments magnétiques des atomes entre eux. Dans un matériau ferromagnétique, cette interaction tend à aligner les moments magnétiques. L'énergie d'échange  $\epsilon_{\text{éch}}$  s'écrit sous la forme 1.1 avec  $A$  le coefficient d'échange.

$$\epsilon_{\text{éch}} = A_{\text{éch}}(\nabla \vec{m})^2 \quad (1.1)$$

Dans le cas d'un matériau ferromagnétique, le coefficient d'échange  $A$  est positif donc les moments sont alignés.

### Anisotropie magnéto-cristalline

La répartition des atomes dans la maille cristalline fixe les directions d'énergies minimales pour l'aimantation. Les directions correspondant à des minimums d'énergies sont des axes dits faciles d'aimantation et celles correspondant à des maximums d'énergies sont des axes dits difficiles d'aimantation. L'anisotropie magnéto-cristalline a deux contributions, une contribution volumique  $K_V$  et une contribution surfacique  $K_S$  due aux interfaces. Dans le cas d'une énergie uni-axiale, la densité volumique d'énergie d'anisotropie magnéto-cristalline  $\epsilon_V$ , s'écrit au premier ordre :

$$\epsilon_V = K_V \sin^2(\theta) \quad (1.2)$$

$\theta$  étant défini comme l'angle par rapport à l'axe d'anisotropie  $z$ . Dans le cas où  $z$  est l'axe perpendiculaire au plan des couches, l'anisotropie est dite perpendiculaire.

Dans les matériaux massifs, la contribution à l'anisotropie magnétique est essentiellement volumique. Lorsque la couche est ultra-fine (typiquement de l'ordre du nm), comme dans nos échantillons, la contribution surfacique devient importante. Cette contribution surfacique  $\epsilon_S$  à l'énergie d'anisotropie magnétique s'exprime sous la forme :

$$\epsilon_S = \frac{K_S}{t} \sin^2 \theta \quad (1.3)$$

Avec  $t$  l'épaisseur de la couche magnétique.

### L'énergie dipolaire

Une autre énergie intervient dans les matériaux magnétiques, l'énergie dipolaire ou énergie magnéto-statique. Cette énergie tend à fermer les lignes de champs magnétiques. Elle est liée à la formation de charges magnétiques sur les bords de l'échantillon à l'origine d'un champ  $\vec{H}_d$  dit démagnétisant. Ce champ peut s'exprimer à l'aide des facteurs démagnétisant  $\mathcal{N}_{ij}$  liés à la forme de l'objet magnétique, sous la forme de l'expression 1.4.

$$\vec{H}_d = -\vec{\mathcal{N}} \cdot \vec{M} \quad (1.4)$$

L'énergie dipolaire  $\epsilon_{Dip}$  est proportionnelle au champ démagnétisant  $\vec{H}_d$  et à l'aimantation :

$$\epsilon_{Dip} = -\frac{1}{2} \mu_0 \vec{M} \cdot \vec{H}_d \quad (1.5)$$

Comparativement aux énergies précédentes, celle-ci intervient sur de grandes distances. Cette énergie, dans les matériaux macroscopiques, force les moments magnétiques à suivre la surface du matériau de façon à réduire la création de charges magnétiques virtuelles. Dans le cas des couches magnétiques ultra-fines, le fort champ démagnétisant tend à tourner l'aimantation dans le plan des couches.



### 1.1.2 Paroi de domaines magnétiques

Comme mentionné en introduction, un matériau magnétique présente plusieurs domaines de directions différentes séparés par des parois de domaine. La création de ces domaines de directions opposées permet au matériau d'abaisser son énergie dipolaire. Dans la suite nous considérons le cas de nos échantillons : des couches magnétiques d'épaisseur de l'ordre du nanomètre ayant une forte anisotropie perpendiculaire suivant l'axe  $z$ . L'anisotropie est telle qu'à l'équilibre, l'aimantation est orientée hors du plan des couches. Nous considérons des parois de domaines magnétiques dans des pistes magnétiques de formes rectangulaires, longues typiquement de plusieurs microns et larges de  $0.1\mu m$  à  $1\mu m$ .

#### Structure d'une paroi

La structure d'une paroi de domaine peut être déterminée en calculant le profil qui minimise l'énergie totale  $\gamma$  incluant les termes d'énergies d'échange, d'anisotropie magnéto-cristalline et le champ démagnétisant.

$$\gamma = E_{\text{éch}}^{\text{paroi}} + E_{\text{anis}}^{\text{paroi}} + E_{\text{dip}}^{\text{paroi}} \quad (1.6)$$

La direction de l'aimantation est décrite par les angles radial  $\theta$  et azimutal  $\varphi$  comme illustré dans la figure 1.2.

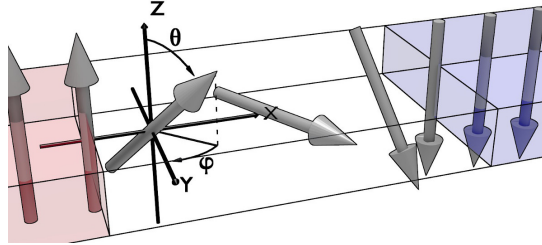


FIGURE 1.2 – Représentation du référentiel utilisé pour décrire l'aimantation dans la paroi.

Le minimum d'énergie donne la configuration de l'aimantation à l'équilibre. La condition d'équilibre est donnée par l'équation d'Euler 1.7.

$$\frac{\delta\gamma}{\delta\theta} = \frac{\partial\gamma}{\partial\theta} - \vec{\nabla} \cdot \frac{\partial\gamma}{\partial\vec{\nabla}\theta} \quad (1.7)$$

Pour une paroi à  $180^\circ$  ( $\theta_i = 0$  et  $\theta_f = \pi$ ) et en supposant que l'énergie d'anisotropie locale, d'origine magnéto-cristalline, peut être réduite à son premier terme, soit  $g(\theta) = K_1 \sin^2 \theta$ , le coût énergétique de la paroi a pour expression :

$$\gamma = 4\sqrt{A_{\text{éch}} \cdot (K_1 + 2\pi\mu_0 M_S^2 (N_x \sin^2 \varphi + N_y \cos^2 \varphi + N_z))} \quad (1.8)$$

Un des profils angulaires de paroi qui permet de minimiser l'énergie de la paroi est le profil de l'équation 1.9.

$$\theta(x) = \pm 2 \arctan \exp(x/\Delta_0) \quad (1.9)$$

Avec  $\Delta_0$  la largeur de la paroi qui a pour expression l'équation 1.10 [41].

$$\Delta_0 = \sqrt{\frac{A_{\text{éch}}}{K_1 + 2\pi\mu_0 M_S^2 (N_x \sin^2 \varphi + N_y \cos^2 \varphi + N_z)}} \quad (1.10)$$

L'aimantation tourne sur la longueur  $\Delta = \pi\Delta_0$  mais c'est  $\Delta_0$  qui définit la largeur de la paroi. La paroi est large typiquement de quelques nanomètres.

Pour minimiser l'énergie magnéto-statique au niveau de la paroi, il faut minimiser le champ démagnétisant. Dans le cas où la largeur de la piste est grande devant la largeur de la paroi, ceci qui implique que les moments restent toujours dans le plan  $zOy$  ( $\varphi = 0$  ou  $\pi$ ), la paroi est alors dite de Bloch comme illustré dans la figure 1.3(a). Une paroi ayant ces moments dans le plan  $zOx$  ( $\varphi = \pm\pi/2$ ) est dite de Néel (cf Fig. 1.3(b)). Ces deux types de parois peuvent être observés expérimentalement, en réduisant la largeur de la piste. En effet, parmi les énergies citées c'est l'énergie dipolaire qui favorise l'une ou l'autre des structures et cette dernière dépend de longueur de la paroi. La longueur de la paroi correspond à la largeur de la piste, en réduisant la largeur de la piste c'est la paroi de Néel qui devient le nouveau minimum d'énergie. De cette manière, il est possible de passer d'une paroi de Bloch à une paroi de Néel [28].

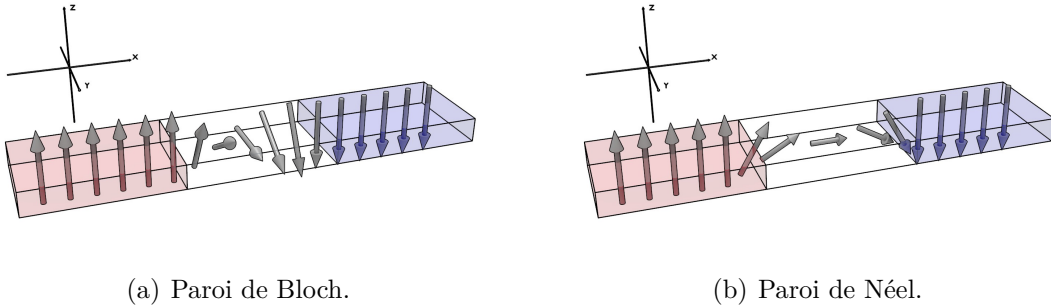


FIGURE 1.3 – Illustration d'une couche ferromagnétique brisée en deux domaines séparés par une paroi.

## 1.2 Dynamique des parois de domaine magnétique

Cette partie est consacrée à la description de la dynamique de parois de domaines induite par un champ magnétique perpendiculaire  $H_Z$  suivant l'axe facile d'aimantation, supposé suivant l'axe  $z$  perpendiculaire au plan des couches.

### 1.2.1 Équation de Landau-Lifschitz-Gilbert

La dynamique de l'aimantation  $\vec{M}$  est décrite par l'équation Landau-Lifshitz-Gilbert [19] (LLG 1.11) :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma(\vec{M} \times \mu_0 \vec{H}_{eff}) - \frac{\alpha}{M_S}(\vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t}) \quad (1.11)$$

avec  $\gamma$  le facteur gyromagnétique,  $\mu_0$  la perméabilité du vide,  $\alpha$  l'amortissement et  $M_S$  la norme de l'aimantation.  $\vec{H}_{eff}$  est un champ effectif qui dérive des densités d'énergies introduites précédemment (échange, anisotropie magnétocristalline, énergie dipolaire) et inclue les champs appliqués externes le cas échéant :

$$\vec{H}_{eff} = \frac{1}{\mu_0 M_S} \frac{\partial E}{\partial \vec{m}} \quad (1.12)$$

Le premier terme représente la précession de l'aimantation autour du champ magnétique effectif, comme illustré dans la figure 1.4(a). Le deuxième terme correspond à l'amortissement de Gilbert décrit par le paramètre  $\alpha$ . L'amortissement tend à aligner le moment magnétique avec le champ magnétique effectif (cf figure 1.4(b)).

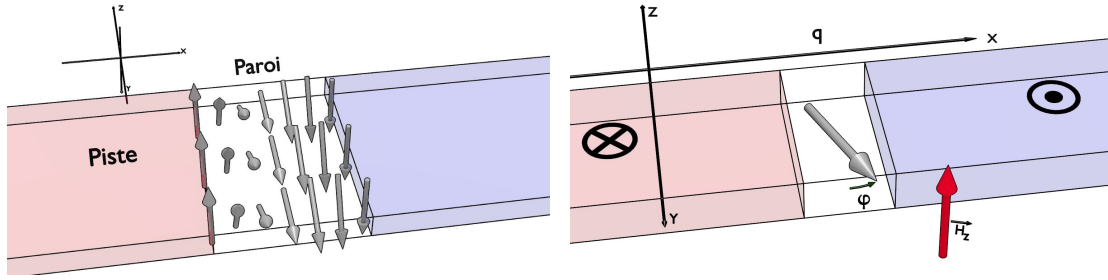


(a) En l'absence d'amortissement, la trajectoire prise par un moment magnétique est une précession autour du champ magnétique effectif. (b) En présence d'amortissement, la précession du moment magnétique est amortie et  $\vec{M}$  finit par s'aligner avec  $\vec{H}_{eff}$ .

FIGURE 1.4 – Illustration des trajectoires de l'aimantation induite par le champ magnétique effectif en présence et absence d'amortissement.

### 1.2.2 Modèle à une dimension ou de coordonnées collectives

Dans le cas des parois de domaines magnétiques, la dynamique de l'aimantation peut être décrite simplement en supposant que l'aimantation garde une structure rigide de



(a) Illustration de l'aimantation dans une paroi de Bloch dans le modèle à coordonnées collectives. (b) Illustration schématique de la déformation de parois sous l'influence d'un champ magnétique  $H_Z$ .

FIGURE 1.5 – Illustration schématique du modèle de coordonnées collectives dans une piste.

type Bloch/Néel décrite par les équations suivantes :

$$\theta(x) = 2 \arctan \exp(-x/\Delta_0) \quad (1.13)$$

$$\varphi = \text{Constante} \quad (1.14)$$

Dans ce cas, on peut modéliser la paroi à l'aide de seulement deux paramètres, sa position  $q$  et l'angle planaire de son aimantation interne  $\varphi$  comme représenté dans la figure 1.5(b). Ce modèle est appelé modèle de coordonnées collectives.

L'intégration spatiale sur la paroi de l'équation LLG et sa résolution permettent d'obtenir le couple d'équations suivant :

$$\dot{\varphi} + \frac{\alpha \dot{q}}{\Delta_0} = \gamma \mu_0 H_Z \quad (1.15)$$

$$\frac{\dot{q}}{\Delta_0} - \alpha \dot{\varphi} = \frac{\mu_0 \gamma H_K \sin(2\varphi)}{2} \quad (1.16)$$

$H_K$  est le champ d'anisotropie dû au champ démagnétisant dans la paroi.

Pour de faibles champs magnétiques, il existe une solution pour lequel  $\varphi$  est constant ( $\dot{\varphi} = 0$ ). Dans ce cas, le champ démagnétisant dans la paroi s'oppose à la déformation de la paroi induite par la précession liée au champ magnétique. La paroi garde alors un angle interne  $\varphi$  constant comme illustré dans la figure 1.6.

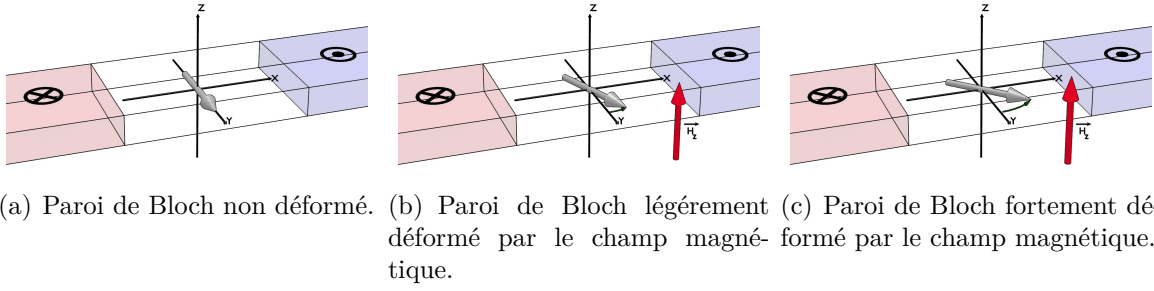


FIGURE 1.6 – Illustration de la déformation d'une paroi causée par le champ magnétique  $H_Z$

La paroi avance avec une vitesse constante, proportionnelle au champ magnétique  $H_Z$  avec  $\dot{q} = \frac{\gamma\Delta_0}{\alpha}\mu_0 H_Z$  où  $\mu = \frac{\gamma\Delta_0}{\alpha}$  est la mobilité de la paroi. La paroi avance avec un angle interne  $\varphi$  défini par l'équation 1.17.

$$\sin 2\varphi = \frac{2}{\alpha} \frac{H_Z}{H_k} \quad (1.17)$$

Au-dessus d'un champ critique  $H_w = \frac{\alpha H_K}{2}$  dénommé champ de Walker, l'équation 1.17 n'a plus de solutions : c'est l'instabilité de Walker. Dans ce régime dynamique turbulent ( $\dot{\varphi} \neq 0$ ), le champ démagnétisant de la paroi n'est pas suffisamment fort pour contrer le couple de précession dû au champ magnétique externe et la paroi avance en se déformant continument comme illustré Fig. 1.7.

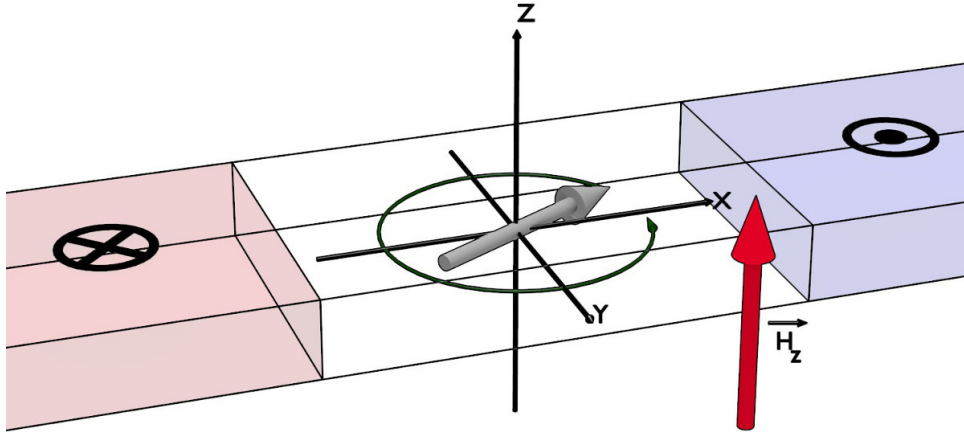
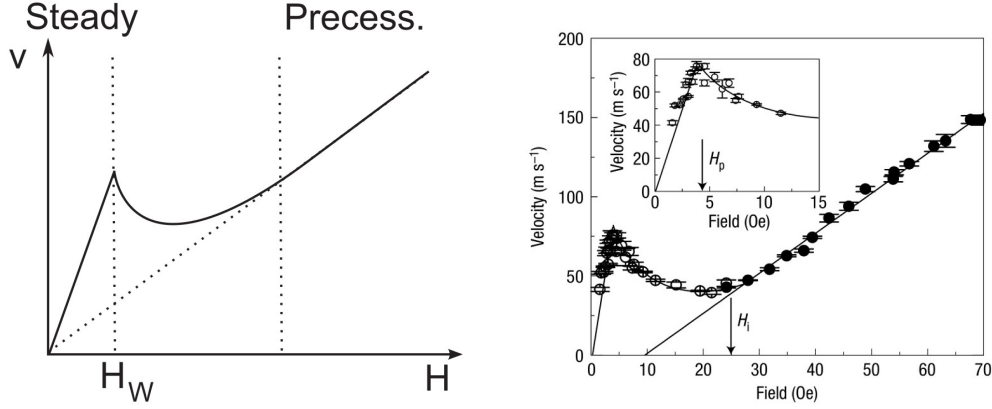


FIGURE 1.7 – Illustration de l'aimantation dans une paroi en régime précessionnel

L'évolution de la vitesse en fonction d'un champ magnétique externe est représentée de façon schématique figure 1.8(a). L'instabilité de Walker est caractérisée par une chute de la vitesse avec le champ (régime de mobilité négative). La vitesse continue à augmenter avec  $H_Z$  pour des champs plus élevés mais avec une mobilité plus faible que dans le régime dynamiquement entretenu. Expérimentalement, ces deux régimes ont été mesurés dans le

permalloy ( $Ni_{80}Fe_{20}$ ) à aimantation planaire [2] (Fig. 1.8(b)). La mesure comporte bien les deux régimes avec des mobilités différentes, séparés par une chute de mobilité pour une valeur de critique de champ correspondant à l'instabilité de Walker.



(a) Description théorique des régimes de propagation d'une paroi de domaine. (b) Courbe expérimentale de la vitesse d'une paroi de domaine magnétique dans une piste  $Ni_{80}Fe_{20}$  en fonction d'un champ magnétique planaire orienté suivant l'axe facile d'aimantation [2].

FIGURE 1.8 – Évolution de la vitesse de la paroi en fonction du champ magnétique externe appliqué suivant l'axe facile d'aimantation. La vitesse s'effondre lors du passage du régime d'équilibre dynamique entretenu au régime précessionnel, pour un champ magnétique supérieur au champ de Walker  $H_W$ .

### 1.3 Dynamique sous courant : couple de transfert de spin

L'idée d'un couple exercé par un courant polarisé sur une paroi de domaine a été initialement introduite par *L. Berger* en 1978 [4], sous la forme d'un couple dit "adiabatique".

#### 1.3.1 Limite adiabatique ou conservation du moment magnétique angulaire

L'effet d'un courant polarisé sur une paroi peut s'expliquer simplement dans le cadre du modèle s-d des métaux 3d. Dans ce modèle, les électrons d localisés sont à l'origine de l'aimantation locale et les électrons s à l'origine de la conduction. Les spins des électrons s et d interagissent par l'intermédiaire de l'interaction d'échange qui s'exprime sous la forme de l'Hamiltonien :

$$\mathcal{H}_{sd} = -\mathcal{J}_{ex} \vec{S}_s \cdot \vec{S}_d \quad (1.18)$$

Avec  $\mathcal{J}_{ex}$  le coefficient d'échange entre les spins  $\vec{S}_s$  des électrons de conduction et les spins  $\vec{S}_d$  des électrons portant l'aimantation.  $\mathcal{H}_{sd}$  peut aussi s'écrire sous la forme de l'expression 1.19.

$$\mathcal{H}_{sd} = \frac{S\mathcal{J}_{ex}}{M_S} \vec{s} \cdot \vec{M} \quad (1.19)$$

avec la renormalisation  $\vec{S}_d/S = \vec{M}/M_S$  et  $\vec{S}_s = \vec{s}$ . L'interaction d'échange tend à aligner les spins des électrons de conduction et de l'aimantation. La paroi est supposée suffisamment large pour que les spins des électrons de conduction restent alignés avec l'aimantation locale lors de la traversée de la paroi. Cette hypothèse est dite hypothèse adiabatique. Lorsque les électrons de conduction traversent la paroi, l'interaction d'échange fait tourner leurs spins. L'interaction d'échange conservant le spin, cette variation de moment angulaire de spin est transférée à l'aimantation (Fig.1.9). L'aimantation ressent donc un couple, il est appelé couple de transfert de spin adiabatique. Ce couple fait tourner localement l'aimantation de la paroi et tend à la faire avancer dans le même sens que celui des électrons (cf Fig.1.9).

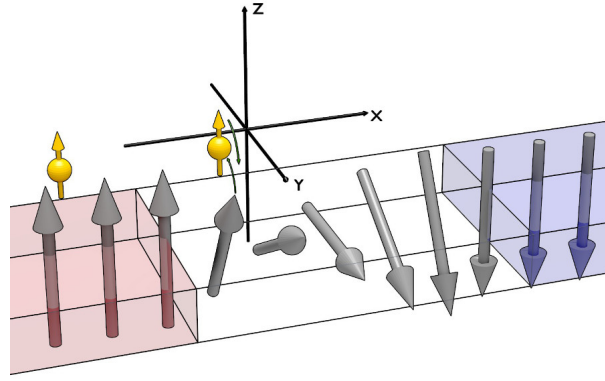


FIGURE 1.9 – Échange de moment magnétique entre un électron de conduction et l'aimantation locale. Lors de l'injection du courant, le couple de transfert de spin tend à faire tourner l'aimantation dans la direction de l'aimantation précédemment traversée par les électrons de conduction. De proche en proche, l'aimantation s'aligne avec l'aimantation du domaine d'où viennent les électrons.

Le couple  $\tau_{sd}$  exercé par le courant sur une paroi tournant le long de l'axe  $x$ , peut s'exprimer sous la forme [8])

$$\tau_{sd} = -u \frac{\partial m}{\partial x} \quad (1.20)$$

L'amplitude du couple adiabatique  $u$  est donnée par :

$$u = \frac{g\mu_B J P}{2eM_s} \quad (1.21)$$

$g$  étant le facteur de Landé ( $\sim 2$ ),  $\mu_B$  le magnéton de Bohr,  $J$  la densité de courant,  $P$  la polarisation du courant,  $e$  la charge de l'électron et  $M_s$  l'aimantation à saturation. Dans

ce modèle  $s - d$  valable pour les métaux ferromagnétiques, le déplacement de la paroi est le résultat d'une simple conservation du moment magnétique total du système. Ce modèle, est valable pour les parois longues. En effet, l'hypothèse initiale où les électrons peuvent suivre l'aimantation locale ne peut pas être valable pour des parois trop étroites.

### Résultats expérimentaux

Dans les années 2000, de nombreux groupes ont étudié expérimentalement la dynamique de paroi de domaine sous courant dans des pistes de permalloy ([14, 49, 52, 20, 21, 48]). Ces expériences ont démontré que l'injection d'un courant dans la paroi entraînait le déplacement de la paroi dans le sens des électrons. Cependant, les vitesses de déplacement n'étaient pas en accord avec le modèle de transfert de spin adiabatique introduit par Berger [23]. Par ailleurs, le modèle de Berger prévoit un courant critique de déplacement intrinsèque lié à la structure de la paroi et indépendant du piégeage, en contradiction avec les expériences [7]. Cela a conduit à la prise en compte de phénomènes non-adiabatiques, à l'origine d'un nouveau couple de transfert de spin.

#### 1.3.2 Contribution non-adiabatique

Zhang *et al.* [53] et Thiaville *et al.* [46], ont été les premiers à développer des modèles intégrant ces phénomènes non-adiabatiques. Ces phénomènes sont liés à la relaxation du spin des électrons de conduction vers d'autres réservoirs que l'aimantation. Par exemple vers le réseau cristallin sous forme de moments orbitaux ou phonon, à travers l'interaction spin-orbite.

Ces mécanismes interviennent comme des termes dissipatifs dans l'équation de continuité pour le transport de spin [53] :

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} + \vec{\nabla} \cdot \vec{J} = \frac{\tau_{ex}}{M_S} \vec{m} \times \vec{M}(\vec{r}, t) - \langle \Gamma(s) \rangle \vec{m} \quad (1.22)$$

Avec  $\vec{m}$  le spin des électrons de conduction,  $\vec{J}$  le courant de spin des électrons de conduction (sa direction étant celle des spins),  $\tau_{ex}$  le taux de spin en précession autour de l'aimantation,  $M_S$  l'aimantation à saturation et  $\langle \Gamma(s) \rangle$  le taux de renversement de spin par relaxation de spin. En première approximation,  $\langle \Gamma(s) \rangle$  peut s'écrire  $-\vec{m}/\tau_{sf}$ , avec  $\tau_{sf}$  le temps de relaxation de spin longitudinal.

La résolution de cette équation [53] montre que la prise en compte des phénomènes de relaxation de spin se manifeste par la présence d'accumulation de spin transverse à l'aimantation proportionnel au facteur

$$\beta = \frac{\xi}{1 + \xi^2} \quad (1.23)$$

avec  $\xi = \tau_{ex}/\tau_{sf}$ . Cette accumulation entraîne un couple additionnel appelé couple non-adiabatique :

$$\tau_{ST} = -\beta \vec{M} \times (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{M} \quad (1.24)$$



Pour les métaux ferromagnétiques classiques (Ni, Fe, Co et leurs alliages),  $\xi = \tau_{sf}/\tau_{ex}$  est supposé être proche de  $10^{-2}$ . Les couples qui s'exercent sur la paroi sont représentés, dans la figure 1.10. L'accumulation de spin liée à la relaxation de spin est orientée suivant l'axe z. Cette accumulation agit sur la paroi comme un champ magnétique suivant z, par l'intermédiaire de l'interaction d'échange. Le couple résultant est représenté en bleu. Le terme de transfert de spin non-adiabatique est ainsi souvent appelé terme de "champ effectif". En terme de dynamique, c'est l'amortissement conséquence de ce couple non-adiabatique qui provoque la propagation de la paroi.

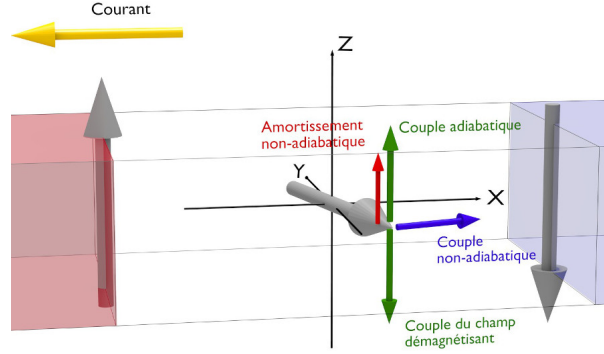


FIGURE 1.10 – Illustration de l'équilibre des couples qui s'exerce sur une paroi en présence de l'interaction d'échange.

### 1.3.3 Dynamique de la paroi

La dynamique de paroi peut être décrite en introduisant les couples adiabatique et non-adiabatique dans l'équation LLG :

$$\frac{\partial \vec{M}}{\partial t} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{eff} + \frac{\alpha}{M_S} \vec{M} \times \frac{\partial \vec{M}}{\partial t} - (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{M} - \beta \frac{\vec{M}}{M_S} \times (\vec{u} \cdot \vec{\nabla}) \vec{M} \quad (1.25)$$

Avec  $\gamma$  le facteur gyromagnétique,  $\alpha$  le facteur d'amortissement de Gilbert,  $M_S$  l'aimantation à saturation. Dans cette équation, le courant s'écoule selon l'axe -x. De manière similaire au cas de la dynamique induite par un champ magnétique (1.5(b)), cette équation peut être décrite dans le cadre d'un modèle à coordonnées collectives, conduisant aux équations suivantes, où  $\Delta$  est la largeur de la paroi :

$$\dot{\varphi} + \frac{\alpha \dot{q}}{\Delta} = \frac{\beta u}{\Delta} \quad (1.26)$$

$$\frac{\dot{q}}{\Delta} - \alpha \dot{\varphi} = \frac{\gamma \mu_0 H_k}{2} \sin 2\varphi + \frac{u}{\Delta} \quad (1.27)$$

En l'absence de couple non-adiabatique  $\beta = 0$ , un courant de faible densité ne fait que déformer la paroi et il faut dépasser une densité de courant critique  $u_c$ , pour déplacer la paroi avec :

$$u_c = \frac{\gamma \Delta}{2} \mu_0 H_K \quad (1.28)$$

Ce seuil est similaire au seuil de Walker. Pour un courant plus élevé, la vitesse et l'aimantation interne de la paroi rentre dans un régime oscillant avec une vitesse moyenne non-nulle.

La particularité du couple non-adiabatique est d'agir comme un champ magnétique ( $\beta u / \Delta = \gamma \mu_0 H_\beta$ ), et la paroi se déplace si la densité de courant est non nulle sans courant seuil. Lorsque l'on trace la vitesse en fonction du courant, deux régimes apparaissent : un premier régime où la paroi a une aimantation interne fixe et se déplace avec une vitesse  $v$  proportionnelle au courant :

$$v = \frac{\beta}{\alpha} u \quad (1.29)$$

Et un second régime, atteint pour des valeurs de  $u$  plus élevées, dans lequel la structure interne de la paroi se déforme. La vitesse moyenne de la paroi peut alors s'écrire :

$$v = u \frac{1 - \alpha\beta}{1 + \alpha^2} \quad (1.30)$$

Ces deux régimes sont séparés par une valeur critique pour  $u$ ,  $v_w$  de la forme 1.31.

$$v_w = u_c \frac{\alpha}{|\beta - \alpha|} \quad (1.31)$$

Une illustration de l'évolution de la paroi en fonction de  $u/v_W$  est faite figure 1.11, en fonction de la valeur de  $\beta$ . L'équivalence du couple non-adiabatique avec l'effet d'un

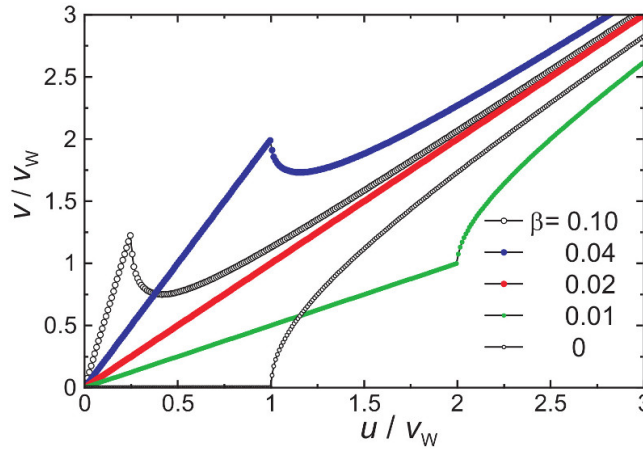


FIGURE 1.11 – Simulation de l'évolution de la vitesse de la paroi en fonction de la densité de courant, en fonction de la valeur de  $\beta$ , [46].

champ magnétique effectif offre un moyen pour mesurer expérimentalement  $\beta$  : il s'agit de mesurer sous champ et sous courant la dynamique de parois et de mettre en évidence une équivalence entre les deux dynamiques. Le paramètre  $\beta$  peut alors être mesuré à partir du champ effectif induit par le courant sur la paroi  $\mu_0 H_{eff} = \epsilon J$  [46], avec  $\epsilon = \beta \hbar / 2e M_S \Delta$ .

### 1.3.4 Résultats expérimentaux

Les mises évidences expérimentales de la dynamique de paroi induite par un courant ont été faites majoritairement sur des couches NiFe. Le NiFe présente comme avantage d'avoir une anisotropie faible, une aimantation à saturation faible et un faible piégeage de parois ce qui permet de manipuler l'aimantation avec de faibles valeurs de champs magnétiques. Ces expériences ont permis de mettre en évidence l'effet du courant en l'assistant par un champ magnétique [1, 24] (cf figure 1.12) ou même sans champ magnétique [23] (cf figure 1.13).

Lors des premières expériences, plusieurs problèmes se sont posés. Notamment la définition du courant critique de dépiégeage dans les expériences. Ce courant critique est le courant à partir duquel un déplacement est détectable. Le courant critique extrait dépendait donc de la résolution de la mesure. De plus, le protocole de mesure de la vitesse de propagation de la paroi posait aussi problème. La vitesse était obtenue en divisant la distance parcourue par la durée de l'impulsion de courant. Dans le cas de déplacements long ( $>\mu\text{s}$ ) thermiquement activés, dans lesquels la paroi saute d'un site de piégeage à un autre, les vitesses obtenues étaient très dispersées et reflétaient la variation du temps de dépiégeage avec le courant plutôt que la vitesse de la paroi dans le régime entretenu.

Par la suite les techniques de mesures expérimentales et les protocoles se sont améliorés. Les mesures de déplacement fines se sont faites à l'aide de croix de Hall permettant de détecter des déplacements de quelques nano-mètres dans des matériaux à aimantation perpendiculaire [7, 35]. De plus, l'utilisation d'impulsions de courant plus courtes ( $\sim \text{ns}$ ) a permis d'accéder à des régimes de propagation entretenues [36, 23].

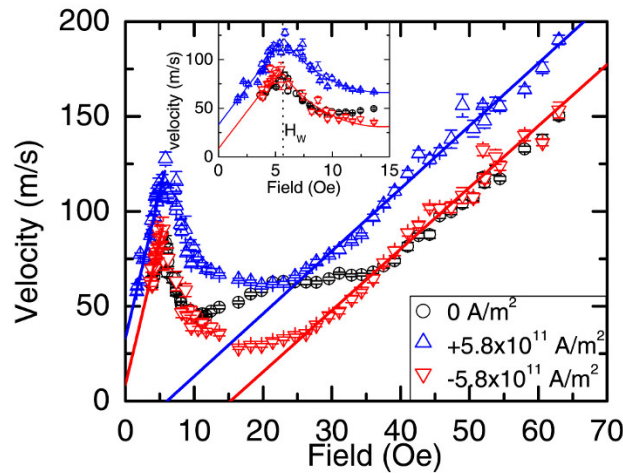


FIGURE 1.12 – Évolution de la vitesse de propagation d'une paroi en fonction d'un champ magnétique perpendiculaire avec un offset de courant [1]. Cette mesure met en évidence l'effet du courant sur la paroi.

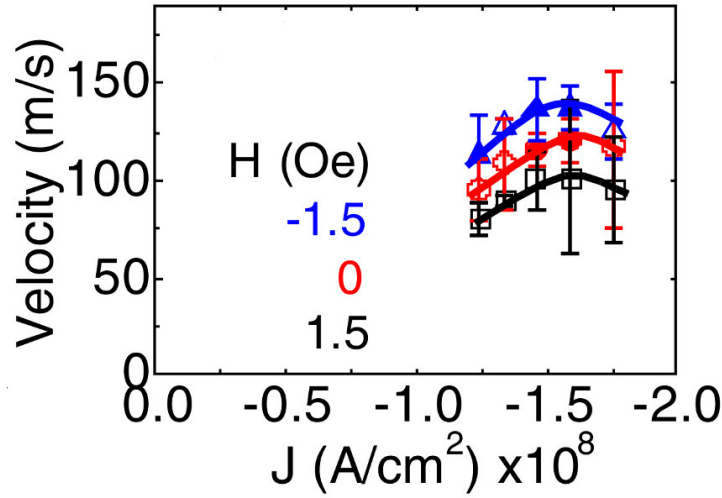


FIGURE 1.13 – Évolution de la vitesse de propagation d’une paroi en fonction de l’amplitude d’une impulsion de courant [23]. Cette mesure permet de montrer la propagation de la paroi sans champ magnétique.

## 1.4 Couples issus du couplage spin-orbite

Les modèles présentés jusque-là ne prennent en compte que les effets dans le volume de la couche ferromagnétique. Mais les progrès en techniques de dépôts magnétiques ont permis la croissance de couches magnétiques de très bonne qualité et de plus en plus fines dans lesquelles les effets d’interfaces ne sont plus négligeables. C’est le cas par exemple de multicouches ultrafines Pt/Co/Pt [34] ou bien Pt/Co/AlOx [35], caractérisées par des épaisseurs de Co inférieures au nm. Ces couches présentent une forte anisotropie magnétique due à l’interface Co/Pt et/ou Co/AlOx et les couches sont aimantées perpendiculairement au plan des couches à rémanence. Cela se traduit par des parois de Bloch/Néel à l’équilibre très fines, typiquement de l’ordre de  $\sim 5nm$ . Ces effets d’interfaces vont aussi jouer sur les couples de transfert de spin.

Ainsi, Miron *et al* [35] ont montré que la dynamique de paroi induite par le courant dans les multicouches Pt/Co/Pt et Pt/Co/AlOx est très différente, soulignant l’importance des effets dus aux interfaces et à la symétrie de la structure sur la dynamique de paroi induite par le courant.

### 1.4.1 Mise en évidence

En 2009, Miron *et al* [35] ont étudié le déplacement de parois magnétiques piégées dans les multicouches Pt/Co/Pt et Pt/Co/AlOx. Le Pt/Co/AlOx présente une brisure de la symétrie d’inversion alors que le Pt/Co/Pt n’en possède pas, comme illustré dans la figure 1.14.

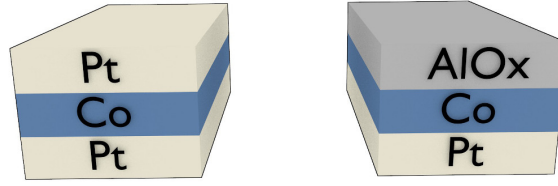


FIGURE 1.14 – Illustration des empilements Pt/Co/Pt et Pt/Co/AlOx.

Les couples de transfert de spin adiabatique et non-adiabatique provenant a priori uniquement de la couche aimantée de Co, la dynamique des parois sous courant devrait être similaire dans les deux structures. Cependant, des résultats très différents sont observés entre les deux structures. Dans l'empilement magnétique Pt/Co/AlOx, le courant peut propager des parois à des vitesses extrêmement élevées jusqu'à 400 m/s [38], alors que le déplacement de paroi par un courant dans l'empilement Pt/Co/Pt n'est pas possible. La figure 1.15, montre la vitesse de propagation des parois en fonction de la densité de courant et d'un champ magnétique perpendiculaire dans l'empilement magnétique Pt/Co/AlOx.

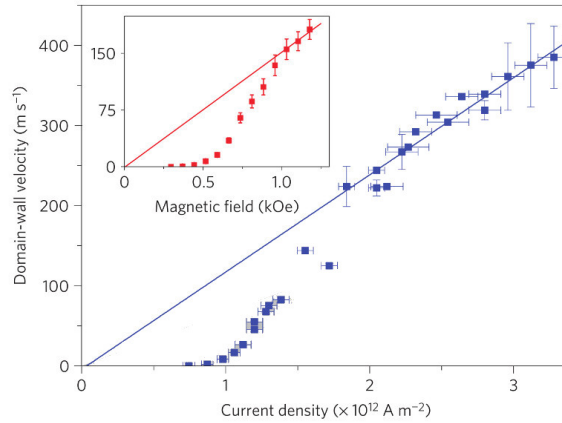


FIGURE 1.15 – Vitesse de propagation des parois dans l'empilement de Pt/Co/AlOx en fonction de la densité de courant injectée. Encart : Vitesse de propagation des parois dans les mêmes couches en fonction du champ magnétique perpendiculaire[38].

Avec le modèle classique, pour expliquer les vitesses anormalement élevées mesurées dans Pt/Co/AlOx, il faut un facteur de non-adiabaticité  $\beta$  de 1 [35]. Un tel taux de relaxation ne peut s'expliquer par des mécanismes standards de retournement induits par des défauts ou des impuretés, ce qui souligne que d'autres mécanismes sont en jeu.

L'injection d'un fort courant des pistes, provoque la création de domaine par nucléation. Dans les empilements Pt/Co/Pt et Pt/Co/AlOx, le taux de nucléation ne dépendent

pas du signe du courant 1.16. Cependant, dans l'empilement Pt/Co/AlOx le taux de nucléation devient asymétrique par rapport à la densité de courant si un champ magnétique planaire est ajouté alors qu'il reste symétrique dans Pt/Co/Pt. Les taux de nucléations sont décalés en courant par l'ajout du champ magnétique. La figure 1.16 montre l'évolution du décalage en densité de courant du taux de nucléation pour différentes valeurs de champs magnétiques, pour les empilements de Pt/Co/AlOx et Pt/Co/Pt, ainsi que pour chaque direction de saturation. Seul le taux de nucléation de l'empilement Pt/Co/AlOx présente une dépendance en champ planaire, ce qui montre la présence d'un champ magnétique effectif dans cet empilement. Cette même courbe permet d'estimer la valeur du champ effectif :  $1 \pm 0.1 \times 10^{-8} T.cm^2.A^{-1}$ . Ce premier ordre de grandeur était cependant surestimé du fait d'effets thermiques et de contributions supplémentaires. La valeur du champ effectif a plus tard été réévaluée à  $-3.2 \pm 0.2 \times 10^{-10} T.cm^2.A^{-1}$  [18].

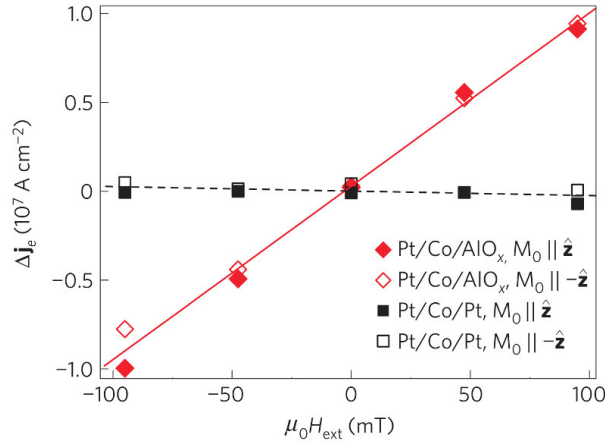


FIGURE 1.16 – Mesures du décalage en densité de courant du taux de nucléation par un champ magnétique planaire dans les empilements Pt/Co/Pt et Pt/Co/AlOx [37]. Les rectangles représentent les mesures faites avec l'empilement Pt/Co/Pt et les diamants les mesures faites sur l'empilement Pt/Co/AlOx.

Les auteurs de la référence [35] ont ainsi proposé la présence d'un couplage additionnel Rashba dans ces multicouches pour expliquer cette valeur de  $\beta$  ainsi que ce champ magnétique effectif qui sera dit champ Rashba. La présence de cet effet, dans les empilements magnétiques Pt/Co/AlOx, a été confirmé par un autre groupe [42] qui a par la même occasion proposé une technique de mesure simple pour mettre en évidence ce dernier. Ce couple de champ effectif  $\tau_{FL}$  est dit "Field-like", et peut s'écrire 1.32 :

$$\tau_{FL} = -\gamma \vec{M} \times \vec{H}_{FL} \quad (1.32)$$

Par la suite, le même groupe a mis en évidence qu'un second couple, perpendiculaire au précédent, était exercé sur l'aimantation lors de l'injection d'un courant dans des multicouches Pt/Co/AlOx. Ces auteurs ont montré que ce couple pouvait entraîner le retournement de l'aimantation d'un nano-aimant de Pt/Co/AlOx en présence d'un champ magnétique appliqué le long du courant [36]. L'expérience est illustrée dans la figure 1.17.

Un plot de cobalt couvert par de l'alumine est placé au centre d'une croix de Hall en platine. Un champ magnétique planaire longitudinal est appliqué. Une impulsion de courant est injectée dans une des branches et provoque le retournement de l'aimantation. Le retournement est dépendent de la direction du champ magnétique et du courant. Les couples adiabatique et non-adiabatique ne peuvent pas expliquer le retournement de l'aimantation d'un plot. Des expériences ont par la suite montré que ce retournement pouvait s'expliquer par un couple dit Slonczewski qui s'exprime sous la forme de l'équation 1.33.

$$\tau_{SL} = \frac{\gamma\beta}{M_S} \vec{M} \times \vec{M} \times \vec{H}_{SL} \quad (1.33)$$

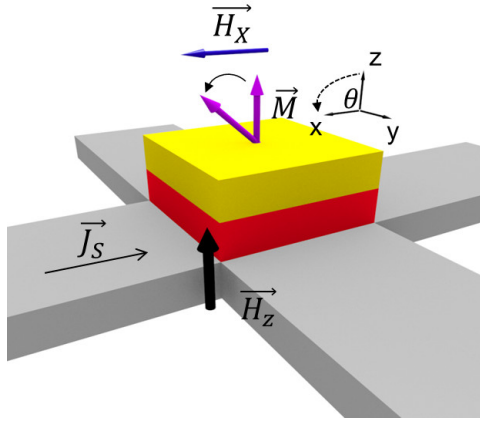


FIGURE 1.17 – Illustration du retournement de l'aimantation par SOT dans un empilement métal non-magnétique lourd/ métal ferromagnétique/ oxyde.

Deux mécanismes physique liés au fort couplage spin-orbite et à l'asymétrie d'inversion de la structure ont été proposés pour expliquer ces deux couples : l'effet Hall de spin et le couplage spin-orbite Rashba.

### 1.4.2 Effet Rashba

L'empilement Pt/Co/AlOx possède comme spécificité une structure asymétrique de type métal non-magnétique lourd/ métal ferromagnétique/ oxyde. Les deux interfaces étant différentes le potentiel électrique est asymétrique [35, 32]. Cela crée un champ électrique vertical entre les deux interfaces de la couche ferromagnétique comme illustré dans la figure 1.18. Cet effet est appelé couplage spin-orbite Rashba, son intensité est fortement dépendante des interfaces métal ferromagnétique/métal lourd [30] et métal ferromagnétique/oxyde [29].

#### Effet sur l'aimantation

L'effet du champ Rashba sur les électrons de conduction est décrit par l'hamiltonien  $\mathcal{H}_{Rashba}$  de la forme 1.34 :

$$\mathcal{H}_{Rashba} = \left( \frac{\alpha_R}{\hbar} \right) (\vec{p} \times \vec{z}) \cdot \vec{\sigma} \quad (1.34)$$

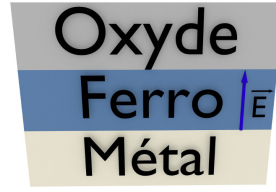


FIGURE 1.18 – Illustration du champ Rashba dans un empilement métal non-magnétique lourd/ métal ferromagnétique/ oxyde.

Avec  $\alpha_R$  le paramètre décrivant l'intensité de l'interaction Rashba,  $\vec{z}$  le vecteur unité vertical représentant la direction du champ électrique,  $\vec{p}$  l'impulsion des électrons et  $\vec{\sigma}$  le tenseur de leurs moments. L'effet Rashba peut aussi être modélisé sous la forme d'un champ magnétique équivalent  $\vec{H}_{Rashba}$  qui s'écrit sous la forme de l'équation 1.35.

$$\vec{H}_{Rashba} = - \left( \frac{\alpha_R}{\hbar} \right) \hbar \vec{k} \times \vec{z} \quad (1.35)$$

Ce champ magnétique effectif dépend ainsi du vecteur  $\vec{k}$  de l'électron et est perpendiculaire à  $\vec{k}$  et  $\vec{z}$ . Ce champ effectif est à l'origine de deux effets différents. Premièrement, l'orientation du champ effectif dépendant de  $\vec{k}$ , son orientation et son amplitude sont différentes pour les différents électrons de conduction au niveau de Fermi (cf Fig. 1.19). Entre deux collisions, le spin de électrons de conduction précesse donc autour d'un axe de précession différent pour chaque électron et à une vitesse différente. Sur l'ensemble de la sphère de Fermi, ceci entraîne une précession incohérente de l'ensemble de spins et ainsi un canal de relaxation de spin supplémentaire (cf Fig. 1.19).

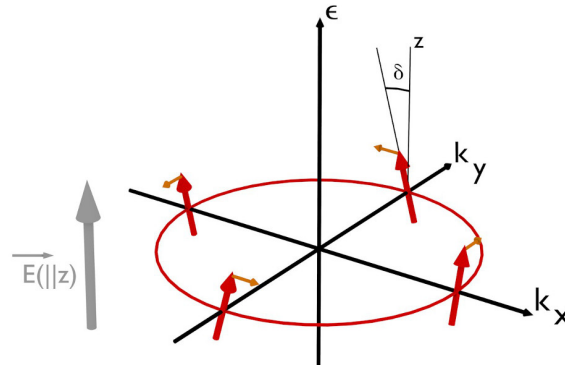


FIGURE 1.19 – Illustration de l'effet du champ Rashba sur les électrons de conduction de spins majoritaires. Le cercle rouge représente les vecteurs d'ondes possibles pour les électrons de conduction ayant une même énergie. Les flèches rouges représentent des directions des spins pour des vecteurs particuliers, les flèches orange représentent la rotation des spins induite par l'effet du champ Rashba. Le champ électrique vertical Rashba (en gris), est ressenti comme un champ magnétique différent pour chaque spin. Le delta marque le changement provoqué par le champ Rashba.



Deuxièmement, à l'équilibre la somme sur la sphère de Fermi de la variation de spin  $\Delta\vec{s}$  induite par le champ effectif Rashba est nulle car les électrons de vecteur  $\vec{k}$  et  $-\vec{k}$  sont caractérisés par des  $\Delta\vec{s}$  opposés. Lors de l'application d'un champ électrique de dérive, la sphère de Fermi se décale légèrement et la variation  $\Delta\vec{s}$  n'est plus exactement compensée. En intégrant sur toute la sphère de Fermi, une accumulation de spin non nulle apparaît orientée dans le plan et perpendiculaire à  $J$ . Ceci est illustré sur la figure 1.20 pour les électrons de spin up. Le même phénomène se produit pour les électrons de spin down, le champ Rashba effectif étant alors opposé. Les sphères de Fermi étant de tailles différentes pour des électrons de spin up et down dans un matériau magnétique, il en résulte une accumulation de spin non nulle orientée dans le plan et perpendiculaire à  $J$ . Cette accumulation de spin entraîne, du fait de l'interaction d'échange, un couple sur l'aimantation, dont l'effet est similaire à un champ effectif perpendiculaire à  $J$  et  $z$ . Cet effet Rashba peut ainsi expliquer le terme de champ effectif  $H_{FL}$  observé expérimentalement.

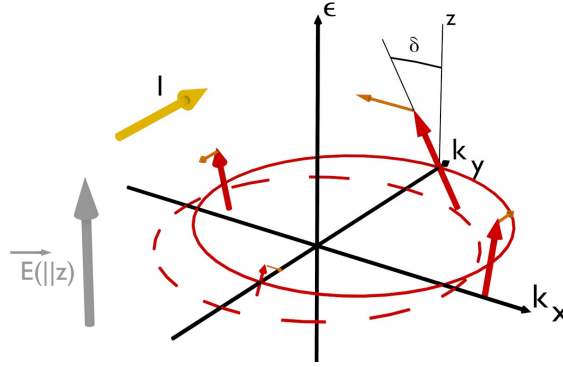


FIGURE 1.20 – Illustration de la création d'une accumulation de spin transverse sous l'effet du champ Rashba (flèche grise) en présence d'un courant. Le cercle rouge représente les vecteurs d'ondes possibles pour les électrons de conduction ayant une même énergie. Les flèches rouges représentent des directions des spins pour des vecteurs particuliers, les flèches orange représentent l'effet du champ Rashba sur ces spins. Le champ électrique vertical Rashba (en gris), est ressenti comme un champ magnétique différent pour chaque spin.

Cette accumulation de spin dans le matériau ferromagnétique exerce un couple Field-like sur l'aimantation. Cet effet Rashba peut aussi engendrer un couple supplémentaire du type Slonczewski-like, cependant plusieurs mécanismes sont possibles [31, 36] et ne font pas consensus. L'effet Rashba peut donc être à l'origine des deux couples SOT observés expérimentalement. Certains modèles théoriques ont relié le couple de type Slonczewski au paramètre non-adiabatique [27]. Dans ce cas, les couples produits par l'effet Rashba peuvent être introduits dans l'équation LLG sous la forme de l'expression 1.36 suivante, [27] :

$$\vec{\tau}_{Rashba} = -\gamma \vec{M} \times \left( \vec{H}_{Rashba} - \frac{\beta}{M_S} \vec{M} \times \vec{H}_{Rashba} \right) \quad (1.36)$$

### 1.4.3 Effet Hall de spin

De forts effets Hall de spin ont été observés dans des matériaux lourds tels que le Pt ou le Ta caractérisés par un fort couplage spin-orbite. Dans ces matériaux, les électrons de conduction voient leurs trajectoires modifiées en fonction de leurs spins. Le résultat est un courant de spin dans le matériau et/ou une accumulation de spin sur les bords du matériau lors de l'injection d'un courant. La direction du courant de spin est orthogonale à la direction du courant et à la direction du spin des électrons ([51]) :

$$\vec{J}_S \propto \vec{S} \times \vec{J}_e \quad (1.37)$$

Avec  $\vec{J}_S$  le courant de spin,  $\vec{S}$  la direction des spins et  $\vec{J}_e$  le courant de charge dans le métal à fort couple spin-orbite. Ces mécanismes sont illustrés par la figure 1.21, suivante :

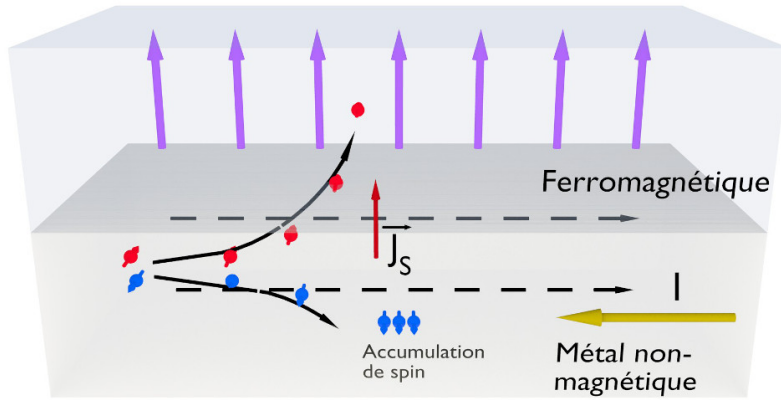


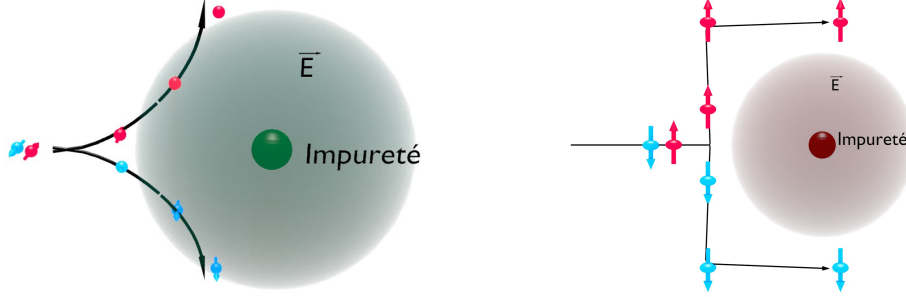
FIGURE 1.21 – Illustration de l'effet Hall de spin dans un empilement métal non-magnétique/ métal ferromagnétique

#### Origine physique

Lorsqu'un matériau présente un fort couplage spin-orbite, les trajectoires des électrons sont déviées suivant des directions dépendant de la direction de leur spin.

On distingue deux types de mécanismes physiques à l'origine de ces déviations de trajectoires, l'un dit extrinsèque et l'autre intrinsèque [45, 50]. Les effets extrinsèques ont pour origine la présence d'impuretés ou de défauts structuraux dans le matériau. Les effets intrinsèques, sont définis comme ceux ayant une contribution non nulle même en l'absence d'impuretés. Les effets extrinsèques regroupent deux mécanismes physiques le *skew-scattering* et *side-jump scattering*. Lorsque les électrons rencontrent une impureté, ils ressentent le champ électrique de celle-ci et subissent une diffusion inélastique dont la direction dépend du moment magnétique des électrons. Ce mécanisme est appelé *skew-scattering* en anglais, il est représenté par la figure 1.22(a). Le *side-jump scattering* correspond physiquement à un déplacement du centre du paquet d'onde de l'électron lorsqu'il interagit avec une impureté. Ce mécanisme est illustré dans la figure 1.22(b). Les

mécanismes dits intrinsèques sont liés à la dépendance en spin de la structure de bande du matériau. L'intensité de l'effet Hall de spin est définie par l'angle de Hall, cette grandeur



(a) Illustration du mécanisme de skew-scattering. (b) Illustration du mécanisme de side-jump.

FIGURE 1.22 – Illustration des mécanismes de skew scattering et side jump intervenant dans l'effet Hall de spin.

correspond au taux de conversion entre le courant de spin et le courant électrique.

$$\alpha_{SHE} = \frac{J_{Spin}}{J_{Charge}} \quad (1.38)$$

### Effet sur l'aimantation

Dans le cas d'une bi-couche métal lourd/ métal ferromagnétique, le courant de spin vertical est absorbé par le métal ferromagnétique et transféré à l'aimantation par un effet de transfert de spin. Cet effet de transfert de spin va créer un couple de Slonczewski associé à un axe de polarisation  $\vec{u}_y$ , transverse à la direction du courant. Une petite partie des spins injectée n'est pas absorbée et reste sous la forme d'accumulation. Cette contribution, ayant une direction selon  $\vec{u}_y$ , agit comme un champ effectif et exerce un couple de type champ effectif sur l'aimantation. Elle est exprimée sous la forme d'un champ effectif  $\vec{H}_{SHE}$  par l'expression 1.39, [22].

$$\vec{H}_{SHE} = \alpha_{SHE}(\vec{z} \times \vec{u}) \quad (1.39)$$

Avec  $\alpha_{SHE}$  le paramètre décrivant la force de l'effet Hall de spin et  $\vec{u}$  donnant la direction des électrons. Les effets Rashba et Hall de spin peuvent tous les deux expliquer la présence des couples field-like et Slonczewski like. Cependant, la contribution Slonczewski like semble être principalement attribuable à l'effet Hall de spin et la contribution field-like à l'effet Rashba [33].

## 1.5 Couples de spin-orbite et dynamique de la paroi sous courant

Les nouveaux couples Slonczewski-like (SL) et field-like (FL) sont introduits dans l'équation LLG pour obtenir une description plus complète de la dynamique de l'aiman-

tation. L'introduction de ces couples dans l'équation de LLG donne l'équation 1.40, [6] suivante :

$$\frac{\partial \vec{m}}{\partial t} = -\frac{\gamma}{\mu_0 M_S} \vec{m} \times \frac{\partial E}{\partial \vec{m}} + \alpha \vec{m} \times \frac{\partial \vec{m}}{\partial t} - (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \vec{m} - \beta \vec{m} \times (\vec{\nabla} \cdot \vec{u}) \vec{m} - \gamma \vec{m} \times \vec{m} \times \vec{H}_{SL} + \gamma \vec{m} \times \vec{H}_{FL} \quad (1.40)$$

### Effet des couples SOT sur la paroi

L'équation LLG 1.40 est intégrée sur la paroi toujours dans l'hypothèse où la paroi garde durant son mouvement la structure Bloch/Néel de l'état statique. L'intégration de l'équation LLG donne le modèle de coordonnées collectives décrit par les équations suivantes 1.41 et 1.42, [6] :

$$\dot{\varphi} + \frac{\alpha \dot{q}}{\Delta} = \frac{\beta u}{\Delta} + \gamma H_{SL} \frac{\pi}{2} \sin \varphi \quad (1.41)$$

$$\frac{\dot{q}}{\Delta} - \alpha \dot{\varphi} = \frac{\gamma H_K}{2} \sin 2\varphi + \frac{u}{\Delta} + \gamma H_{FL} \frac{\pi}{2} \sin \varphi \quad (1.42)$$

La résolution du système de coordonnées collectives, dans le cas où l'angle  $\varphi$  est constant ( $\dot{\varphi} = 0$ ), donne comme expression pour la vitesse de la paroi l'expression 1.43.

$$v = \frac{\beta u}{\alpha} + \frac{\gamma H_{SL} \Delta \pi}{\alpha} \sin \varphi \quad (1.43)$$

L'action des couples sur l'aimantation est représentée graphiquement à l'aide de la figure ??.

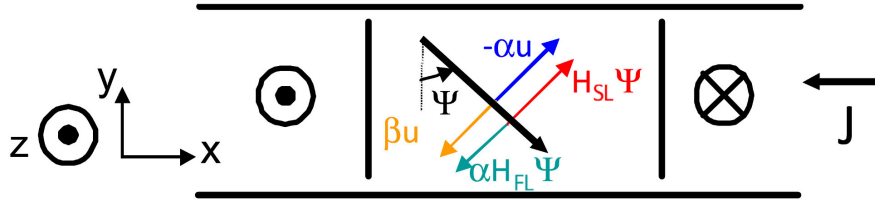


FIGURE 1.23 – Illustration de l'action des couples induits par le courant sur l'aimantation au cœur de la paroi.

Le système de coordonnées collectives, montre que le couple de type Slonczewski est principalement responsable de la dynamique de la paroi. L'amplitude du couple de type Slonczewski sur la paroi et par conséquent la vitesse de la paroi dépend de l'angle  $\varphi$ . Celle-ci est minimal pour un angle  $\varphi = 0$  ou  $\pi$  (paroi de Bloch) et maximale pour une paroi de Néel ( $\varphi = \pm\pi/2$ ).

La présence de ces couples SOT semble pouvoir expliquer les grandes vitesses de déplacement de paroi sous courant, observés dans Pt/Co/AlOx. La vitesse maximale qu'une paroi peut atteindre dans ce modèle pour une densité de courant de  $10^{12} A/m^2$  est

d'environ  $250\text{m/s}$  pour une paroi de Néel. Cette vitesse de propagation est en accord avec les observations expérimentales [38]. Cependant, en ne considérant que la contribution du champ démagnétisant dans la paroi, une structure de paroi de Néel n'est attendue que pour des pistes extrêmement étroites, de l'ordre de la largeur de la paroi. Pour pistes de largeur sub-microniques à aimantation perpendiculaire, des structures de paroi de type Bloch sont attendues, dans lesquelles l'effet des couples SOT est très faible.

### 1.5.1 Interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DMi)

Récemment, la présence d'un terme supplémentaire dans l'énergie d'échange, appelé interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DMi), a été proposé pour lever ce désaccord théorie/expérience. Cette interaction modifie l'énergie des parois de domaines et favorise une structure de paroi Néel. Cette interaction proposée à l'origine par I. Dzyaloshinski [13] en se basant sur des arguments de symétrie a ensuite été prouvé théoriquement par T. Moriya [40]. L'idée était de trouver une origine physique à une interaction de la forme suivante :

$$E_{DMI} = \vec{D} \cdot [\vec{S}_1 \times \vec{S}_2] \quad (1.44)$$

Avec  $\vec{D}$  un vecteur caractérisant la force et la direction de l'interaction. Cette interaction apparaît lorsqu'une brisure de symétrie est présente. Son importance dans les empilements magnétique ultra-fins n'a été envisagée que récemment [5].

#### Origine physique

Cette interaction a pour origine le champ inter-atomique ressenti par les électrons voyageant d'un atome à l'autre [40]. Elle représente la correction à apporter à l'interaction d'échange lorsque l'on considère le couplage spin-orbite. Le vecteur  $\vec{D}$ , caractérisant cette interaction, représente l'axe de rotation que cette interaction impose. L'origine physique de l'interaction DMi peut être expliquée simplement en considérant un cas simple où deux atomes magnétiques sont en interaction et en contact avec un troisième atome perturbateur caractérisé par un fort couplage spin-orbite. Son champ électrique sera ressenti comme champ magnétique dans le référentiel d'un électron et modifiera son moment magnétique au cours de son mouvement entre les deux atomes. Le couplage entre les moments des deux atomes se fera donc avec une correction due à la présence de l'atome perturbateur, et ces moments vont légèrement tourner autour du vecteur  $\vec{D}$ . Cette interaction apparaît en présence d'un champ électrique non compensé. Dans le cas d'un matériau ferromagnétique, l'interaction spin-orbite tend donc à tourner légèrement le spin de deux atomes voisins en dehors de la configuration. L'effet du troisième atome perturbateur est illustré dans la figure 1.24.

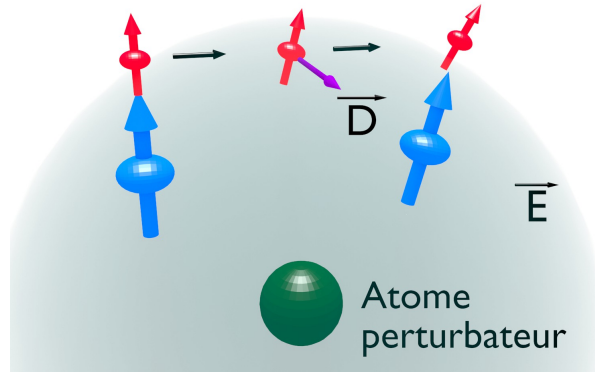


FIGURE 1.24 – Illustration du mécanisme de l'interaction Dzyaloshinski-Moriya. Deux atomes ayant un couple ferromagnétique sont en interaction par l'intermédiaire d'un électron, ce dernier voit son moment magnétique modifier par le champ électrique d'un troisième atome.

Dans un matériau réel, l'interaction DMI n'apparaît que lorsque les atomes ressentent un champ électrique local non-compensé dû à une brisure de symétrie. Dans nos empilements magnétiques, ce sont les interfaces entre deux matériaux différents qui créent cette brisure [17], comme illustré dans la figure 1.25. L'aimantation va tourner selon l'axe transverse  $\vec{D}$ , qui est perpendiculaire à la direction dans laquelle se produit la brisure de symétrie.

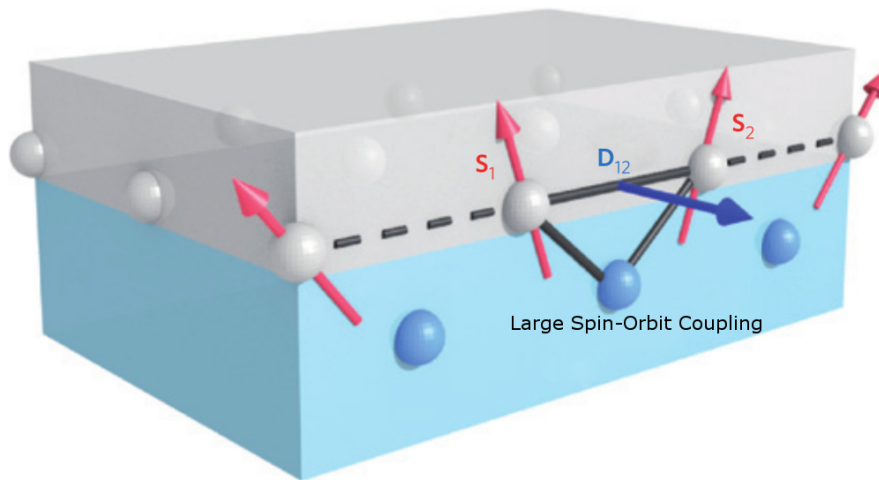


FIGURE 1.25 – Illustration de l'effet de l'interaction Dzyaloshinsky-Moriya dans un empilement métal lourd/ métal ferromagnétique.

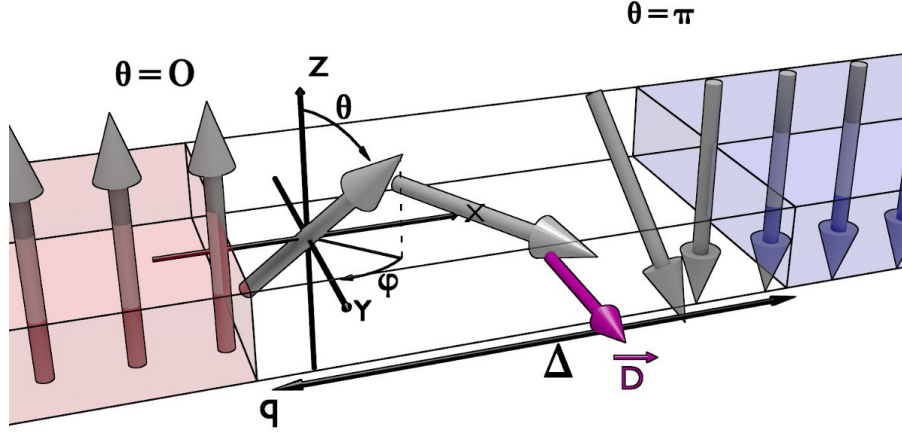
### Énergie d'une paroi en présence de l'interaction DM

La contribution de DMI a été introduite dans le calcul de l'énergie de la paroi par Thiaville *et al* [47], ce qui permet de déterminer la structure de la paroi en fonction de

la valeur de  $D$ . La contribution de DMi à la densité d'énergie de la paroi s'écrit sous la forme [47] :

$$\varepsilon_{DM} = D \left[ m_z \frac{\partial m_x}{\partial x} - m_x \frac{\partial m_z}{\partial x} \right] + id.(x \rightarrow y) = D \left[ m_z \nabla \cdot \vec{m} - (\vec{m} \cdot \vec{\nabla}) m_z \right] \quad (1.45)$$

Cette énergie est ajoutée aux énergies habituelles pour déterminer l'état stable de notre système de paroi dans une piste comme illustré ci-dessous :



L'intégration de cette énergie dans un modèle de coordonnées collectives permet d'obtenir l'énergie de la paroi [47] :

$$\sigma = 2\Delta K \cos^2 \varphi - \pi D \cos \varphi + C^{st} \quad (1.46)$$

Avec  $K$  l'anisotropie de forme qui favorise les parois de types Bloch,  $\varphi$  l'angle de l'aimantation à l'intérieur de la paroi,  $\Delta$  la largeur de la paroi. L'action de l'interaction DM est en réalité équivalente à un champ magnétique externe planaire appliqué le long du gradient d'aimantation et d'amplitude  $H_{DMi} = 2D/(M_s\Delta)$  avec  $\Delta$  la largeur de paroi. Ce champ effectif a la particularité de n'être présent qu'en présence d'un gradient d'aimantation et donc uniquement au niveau de la paroi. La présence de cette interaction change l'énergie interne de la paroi et va donc modifier sa structure. Elle peut suivant son intensité et son signe, qui sont représentés par le facteur  $D$ , donner naissance à des parois de Néel. En effet, dans un empilement ferromagnétique ayant une aimantation perpendiculaire et un vecteur  $\vec{D}$  dans la direction transverse (dans le cas de la figure 1.25), l'aimantation va préférentiellement tourner autour de cet axe ce qui correspond au comportement d'une paroi de Néel. L'interaction DM favorise donc les parois de type Néel dans nos empilements magnétiques. Le signe du vecteur  $\vec{D}$  fixe le sens dans lequel l'aimantation va tourner dans la paroi.

Si l'interaction DM est suffisamment grande, l'état ferromagnétique n'est plus stable et l'état d'équilibre devient une spirale [17]. Thiaville *et al.* [47] ont effectué des simulations micromagnétiques de la structure d'une paroi en présence de DMi dans une piste à aimantation perpendiculaire en reprenant des paramètres correspondant à des pistes de



Pt/Co/AlOx. La figure 1.26 représente les composantes transverse ( $m_y$ ) et longitudinale ( $m_x$ ) de la paroi à l'état d'équilibre. A mesure que  $D$  augmente, la composante transverse diminue et la composante longitudinale augmente, c'est le passage d'une paroi de Bloch à une paroi de Néel.

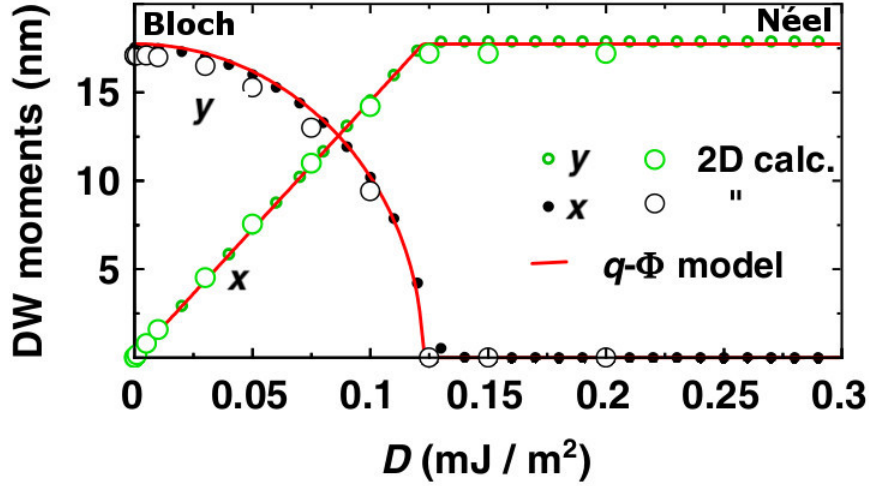


FIGURE 1.26 – Illustration de l'évolution de la structure de la paroi en fonction de la valeur de  $D$ , [47]. Les grands cercles montrent le résultat de la simulation 2D, les lignes rouges pleines les prédictions du modèle de coordonnées collectives. La paroi passe d'une structure de type Bloch à une structure de type Néel à mesure que la force de l'interaction DM augmente.

### Dynamique d'une paroi DMi

L'intégration de l'interaction DM dans LLG permet d'obtenir le modèle 1D suivant [9] :

$$\dot{\varphi} + \frac{\alpha}{\Delta} \dot{q} = \gamma_0 H_Z + \gamma_0 H_{SO} J \frac{\pi}{2} \sin \varphi \quad (1.47)$$

$$\frac{\dot{q}}{\Delta} - \alpha \dot{\varphi} = \frac{\gamma_0 H_K}{2} \sin 2\varphi + \frac{\pi D \gamma_0}{2\mu_0 M_S \Delta} \cos \varphi \quad (1.48)$$

Le paramètre  $D$  module l'orientation longitudinale de l'aimantation de la paroi. L'intensité du couple SOT sur la paroi étant proportionnelle à l'angle  $\varphi$  décrivant l'orientation de l'aimantation de la paroi, le facteur  $D$  agit directement sur la vitesse de la paroi comme représenté dans la figure 1.27 [47]. Le modèle obtenu est capable de reproduire les mesures expérimentales pour une valeur de  $D > 1 \text{ mJ/m}^2$ . Le modèle prédit une vitesse de plus  $200 \text{ m.s}^{-1}$  pour  $2 \cdot 10^9 \text{ A.m}^{-2}$  et expérimentalement une vitesse de plus de  $200 \text{ m.s}^{-1}$  est mesurée [36].



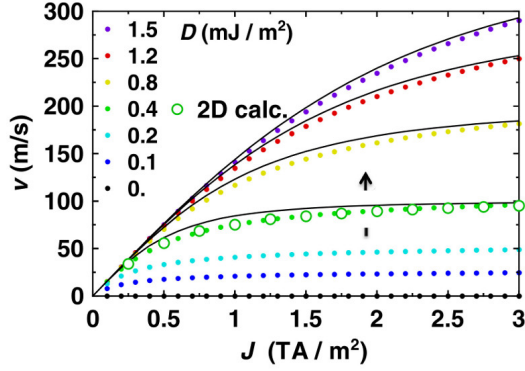


FIGURE 1.27 – Évolution de la vitesse de la paroi en fonction de la valeur de  $D$  et de la densité de courant, obtenue à l'aide du modèle de coordonnées collectives [47]. Les courbes en pointillés représentent la vitesse de la paroi pour différentes valeurs de  $D$ , les grands cercles représentent le résultat d'une simulation 2D pour  $D = 0,4 \text{ mJ/m}^2$ .

### Comparaison avec les expériences et contradictions

Par la suite, d'autres expériences ayant pour but de mettre à l'épreuve ce modèle ont été menées [26, 44]. Ces expériences ont révélé cependant des caractéristiques de la dynamique de parois sous courant et champ planaire pour moduler la structure de la paroi contradictoires [26].

Le modèle reposant sur l'interaction DM permet d'expliquer les fortes vitesses de propagation de paroi que dans le cas où la paroi est de type Néel et où  $D > 1 \text{ mJ/m}^2$ . Cela se traduit par l'interaction DM agissant dans la paroi comme un champ magnétique effectif longitudinal (i.e le long du courant)  $H_{DMI} \approx 160 \text{ mT}$ . En présence d'un champ magnétique externe longitudinal  $H_x$ , le champ effectif sur la paroi est donc  $H_x + H_{DMI}$ . En faisant varier  $H_x$ , on s'attend ainsi à un comportement approximativement antisymétrique de la dynamique de paroi sous courant par rapport à  $H = -H_{DMI}$ . La figure 1.28, montre la mesure expérimentale de la vitesse de propagation d'une paroi pour une densité de courant fixe en fonction d'un champ magnétique planaire longitudinal dans l'empilement Pt/Co/AlOx.

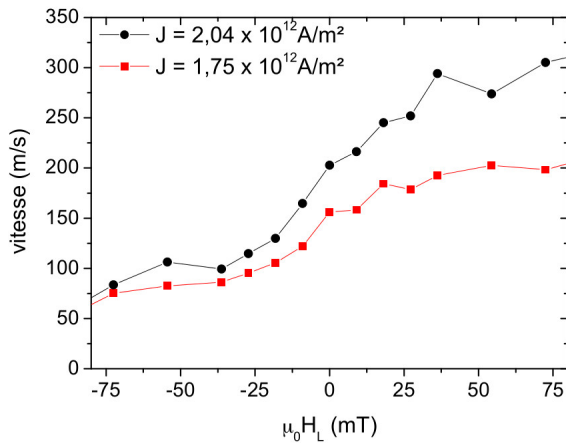


FIGURE 1.28 – Vitesse moyenne de déplacement en fonction du champ longitudinal pour des densités de courant constantes [26].

La courbe est antisymétrique par rapport à  $H_x = 0$  ce qui suggère l'absence de champ  $H_{DMI}$ . De plus, la saturation de la vitesse si elle est liée au champ effectif DM est trop faible  $< 50 \text{ mT}$ .

Au contraire, d'autres résultats expérimentaux de déplacement de parois dans une structure très proche Pt/CoFe/MgO [16] sous courant en présence d'un champ magnétique longitudinale sont en accord avec un fort champ DMI dans ce système, d'amplitude  $1,2 \text{ mJ/m}^2$  équivalent à  $192 \text{ mT}$  dans notre système. Ci-dessous, les courbes expérimentales du champ effectif  $\chi$  produit par le courant en fonction d'un champ magnétique planaire, dans le système Pt/CoFe/MgO, pour deux directions de champ magnétique planaire et les deux chiralités de paroi possible. La direction de l'aimantation dans la paroi et la variation de  $m_x$  en fonction du champ planaire sont également représentées :

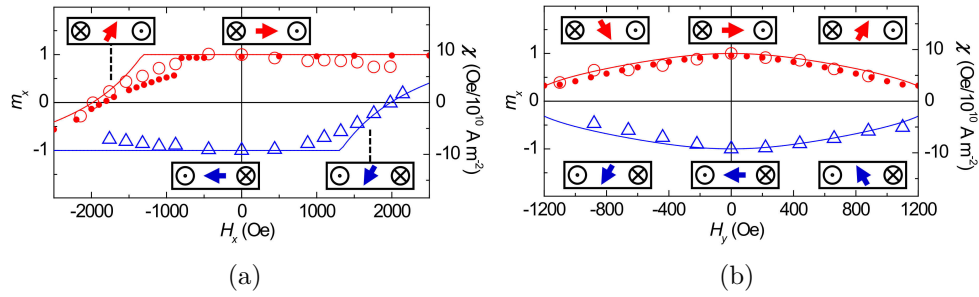


FIGURE 1.29 – Mesure du champ effectif produits par le courant sur une paroi de domaine et variation de  $m_x$  en fonction d'un champ magnétique planaire, pour les deux chiralités de parois. (a) Le champ magnétique planaire est appliqué perpendiculairement à la paroi. (b) Le champ magnétique planaire est appliqué le long de la paroi.

D'autres expériences ont été effectuées mais sur des empilements magnétiques différents de Pt/Ni/Co/Ni/TaN et Au/Ni/Co/Ni/TaN dans le groupe de Stuart Parkin[44]. Des vitesses de paroi très rapides sont aussi observées dans ces systèmes. Les vitesses de propagation en fonction du courant sont illustrées ci-dessous :

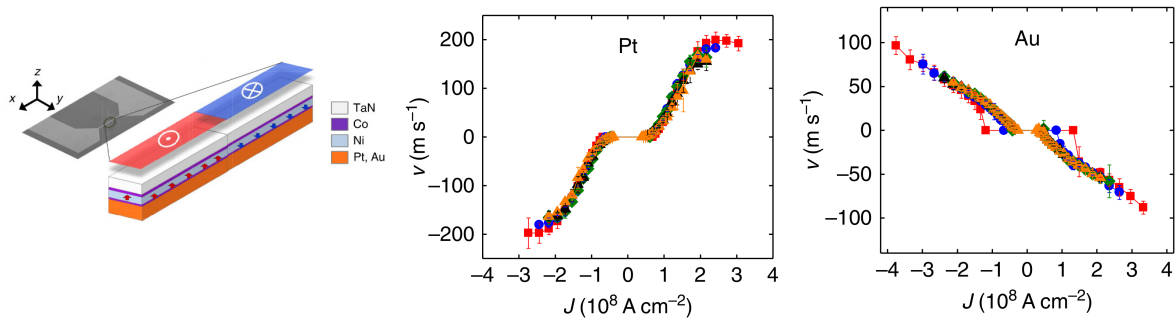


FIGURE 1.30 – Illustration des expériences de propagation de paroi sous courant faites par Ryu *et al* [44]. Le schéma montre les empilements magnétiques utilisés pour les expériences et les courbes représentent les vitesses de propagation en fonction de la densité de courant. Malgré l'utilisation d'un matériau possédant un très faible couplage spin-orbite tel que l'or, il est possible de déplacer des parois à forte vitesse.

Dans les multicouches Pt/Ni/Co/Ni/TaN, la dépendance de la vitesse avec le champ magnétique longitudinale appliqué peut s'expliquer par la présence d'un fort champ DMI et d'un fort couple SOT sur la paroi.

## 1.6 Conclusion

Ces dernières années, l'étude de la dynamique de l'aimantation et plus particulièrement des parois de domaine magnétique a été extrêmement active, notamment dans la perspective de réaliser des dispositifs mémoires et logiques novateurs à l'aide des parois de domaine.

La description des systèmes ferromagnétiques est passée d'une vision ne considérant que l'effet du volume de la couche ferromagnétique, avec le modèle des couples de transfert de spin adiabatique et non-adiabatique à une vision plus large intégrant les effets d'interfaces et de symétrie de la structure ainsi que la présence d'un fort couplage spin-orbite. Ces effets se manifestent par des couples additionnels induits par le courant, dit couple de « spin-orbite » (SOT) ainsi que l'addition d'un terme antisymétrique dans l'interaction d'échange, l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DMI), pouvant modifier la structure interne de la paroi d'une structure Bloch à Néel. La prise en compte de ces phénomènes a ouvert une nouvelle voie dans la compréhension de la dynamique de l'aimantation dans ces multicouches ultra-fines et semblent pouvoir expliquer les nouveaux phénomènes, tels que le retournement de l'aimantation par un courant planaire et fortes vitesses de propagations de paroi induite par l'injection d'un courant.

Cependant les récents résultats expérimentaux de caractérisation de la dynamique de parois sous champ et sous courant font apparaître des contradictions lorsqu'ils sont analysés à la lumière de modèles incluant les couples SOT et l'interaction DMI. Ma thèse s'inscrit dans ce cadre, où l'objectif est d'apporter des nouvelles données expérimentales pour mesurer les paramètres clés que sont le couple SOT, le couple de transfert de spin (STT) et l'interaction DMI et permettre de résoudre ces contradictions apparentes.

# Chapitre 2

## Stratégie de mesure et technique expérimentale

### Sommaire

---

<b>2.1 Principe de la mesure</b>	<b>41</b>
2.1.1 Mesure de l'état magnétique	41
2.1.2 Le "spintorquemeter" de M. Miron [35]	43
<b>2.2 Évolution de l'expérience</b>	<b>44</b>
2.2.1 Séparation des couples STT et SOT	44
2.2.2 Mise en évidence de la dépendance angulaire des couples SOT	46
2.2.3 Mesure des déplacements de la paroi	50
2.2.4 Signal réel	51
2.2.5 Autres contributions et leur correction	52
2.2.6 Difficultés expérimentales	55
<b>2.3 Banc et technique de mesure</b>	<b>56</b>
2.3.1 Banc de mesure	56
2.3.2 Traitement numérique du signal	58
<b>2.4 Structuration de l'échantillon</b>	<b>58</b>
2.4.1 Définition des croix d'alignements	59
2.4.2 Définition des sites de piégeage	60
2.4.3 Définition des croix de Hall	60
2.4.4 Définition des contacts métalliques	61
2.4.5 Mise en place du dispositif	62
<b>2.5 Extraction de l'équivalence et effets parasites</b>	<b>63</b>
2.5.1 Exemple de mesures et traitement des données	64
2.5.2 Contributions des domaines	66
2.5.3 Courbe brute et courbe corrigée	69
2.5.4 Corrélation entre résistance et équivalence	71
<b>2.6 Conclusion</b>	<b>72</b>

---

Malgré les efforts déployés pour comprendre la dynamique de la paroi, des questions restent en suspens concernant le couple réel que le courant exerce sur la paroi dans les systèmes asymétriques à fort couplage spin-orbite 1.5.1.

Un point clé de la dynamique des parois de domaine est la structure de la paroi. Le modèle reposant sur l'interaction DMi prédit une paroi de Néel. Cette structure est nécessaire pour que les couples SOT puissent déplacer la paroi. Cette interaction se manifeste expérimentalement sous la forme d'un champ magnétique planaire agissant dans la paroi et favorisant la structure de Néel. Différents groupes [43, 15] ont obtenus des mesures de vitesse de propagation de paroi en accord avec la présence d'un champ magnétique planaire. Cependant, d'autres expériences montrent des résultats en contradiction avec ce modèle DMi [26].

Lors de ces expériences, la dynamique de la paroi magnétique est étudiée en déplaçant la paroi sur des distances de plusieurs  $\mu\text{m}$  de distance dans des pistes de largeurs micrométriques. Lors de ce déplacement, les défauts dans le matériau ainsi que les imperfections de la nanofabrication peuvent jouer un rôle très important, car ils sont autant de centres de piégeages locaux pour la paroi. C'est notamment le cas à faible vitesse de propagation ( $< \text{m/s}$ ), car le déplacement s'apparente à une suite de sauts thermiquement activés entre différents sites de piégeages. Ce phénomène de piégeage/dépiégeage est un mécanisme stochastique qui reste mal compris et est difficile à modéliser. En particulier, l'influence des couples SOT et de DMi dans ce régime n'est pas encore comprise et n'a pas été étudié théoriquement jusqu'à présent. Par ailleurs, il est difficile à partir de ces méthodes de distinguer l'influence des couples SOT et des couples standards STT. Ceci rend l'interprétation des résultats de déplacement particulièrement délicate.

Afin de nous affranchir de ces difficultés, nous avons considéré une autre approche consistant à mesurer directement la force induite par le courant sur une paroi magnétique piégée. Cette approche se base sur une méthode utilisée précédemment par Miron *et al.* dans la référence [35]. La mesure est basée sur la comparaison des déplacements nanométriques induits par le courant et ceux induits par un champ magnétique perpendiculaire sur une paroi magnétique piégée. La force exercée étant très faible, la paroi reste piégée sur un défaut unique et reste ainsi constamment dans un état quasi-statique. Cette méthode a permis de mesurer précisément la force exercée par le courant sur une paroi magnétique dans Pt/Co/AlOx.

Notre approche consiste à d'utiliser cette méthode pour mesurer précisément l'évolution de cette force lorsqu'on module la structure interne de la paroi à l'aide d'un champ magnétique externe planaire. La force sur la paroi dépendant fortement de la structure de la paroi, et ceci de manière a priori connue dans l'hypothèse de couple SOT, il est possible de remonter directement à cette structure. Ceci permet une mesure précise de l'amplitude de l'interaction DM agissant sur la paroi et de son influence sur la dynamique induite par courant. De plus, comme nous le montrons par la suite, cette technique permet de mesurer précisément les contributions respectives des couples STT et SOT en jouant sur la géométrie et d'éliminer ainsi des erreurs d'interprétation liés aux contributions des couples STT.

Les modèles qui prédisent la dépendance des couples SOT sont fonction de la structure de la paroi. Nous comparons donc toujours nos résultats au cas théorique où la paroi

a une structure de Néel, car c'est la plus probable à la lumière d'expériences récentes faites sur le même empilement [25].

## 2.1 Principe de la mesure

L'objectif est de caractériser la force que le courant exerce sur une paroi. Au lieu de mesurer la vitesse de propagation de paroi induite par le courant, le déplacement provoqué par le courant est comparé au déplacement créé par un champ magnétique perpendiculaire. Plus précisément, cette méthode permet de mesurer les couples agissant comme un champ magnétique perpendiculaire. Cela correspond pour une paroi au couple non-adiabatique du STT et au couple d'amortissement du SOT. Dans la suite, nous ferons toujours référence à ces couples sous les noms de NA-STT et DL-SOT.

### 2.1.1 Mesure de l'état magnétique

L'état magnétique du système, dans cette expérience, est mesuré grâce à l'effet Hall extraordinaire. La résistance transverse de l'échantillon a deux contributions, l'effet Hall normal et l'effet Hall extraordinaire. L'effet Hall extraordinaire est une contribution à la résistance transverse de l'échantillon due à la couche ferromagnétique à aimantation perpendiculaire. L'effet Hall extraordinaire a la particularité d'être très sensible à l'état magnétique de la couche ferromagnétique, ce qui confère au dispositif une grande précision pour la détection des mouvements de paroi.

#### Effet Hall normal

Lorsque l'on injecte un courant dans un matériau conducteur et que l'on applique un champ magnétique perpendiculaire, une tension se crée dans le métal perpendiculairement à la direction du courant et du champ. C'est effet est appelé effet Hall, et est illustré ci-dessous :

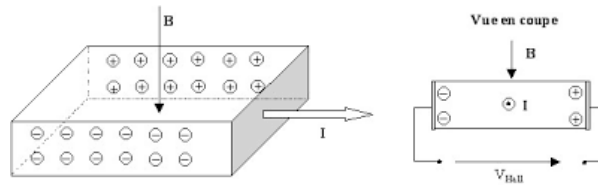


FIGURE 2.1 – Illustration de l'effet Hall normal. L'application d'un courant  $I$  et un champ magnétique  $B$  sur un métal conducteur résulte en une tension transverse perpendiculaire à  $B$  et  $I$ .

Cet effet ajoute donc une contribution à la résistance transverse  $R_{\perp}$  qui dépend du champ magnétique appliqué sous la forme suivante :

$$R_{\perp} = R_{\perp 0} + \rho_{Hall} \cdot \mu_0 H_Z \quad (2.1)$$

Avec  $R_{\perp 0}$  la résistance transverse de l'échantillon sans champ appliqué,  $\mu_0$  la perméabilité du vide,  $\rho_{Hall}$  le coefficient de l'effet Hall,  $H_Z$  un champ magnétique perpendiculaire.

### Effet Hall extraordinaire (EHE) [11]

Dans un matériau ferromagnétique, un phénomène supplémentaire se produit. La résistance transverse possède une contribution dont la valeur varie en fonction de l'aimantation perpendiculaire. Ce phénomène est appelé effet Hall extraordinaire. C'est ce phénomène qui permet de connaître l'état de la couche ferromagnétique au cours de la mesure. La contribution de l'effet Hall extraordinaire à la résistance transverse provient de son aimantation hors du plan  $M_Z$ . La résistance transverse s'écrit sous la forme de l'équation suivante :

$$R_{\perp} = R_{\perp 0} + \rho_{Hall} \cdot \mu_0 H_Z + \rho_{EHE} \cdot \mu_0 M_Z \quad (2.2)$$

Avec  $\rho_{EHE}$  le coefficient de l'effet Hall extraordinaire.

Dans la figure 2.2 ci-dessous, on peut voir une mesure de la résistance transverse (dite de Hall) en fonction d'un champ magnétique perpendiculaire effectuée sur l'empilement magnétique  $Pt/Co/AlOx$  qui est utilisé pour les expériences. La contribution du coefficient de Hall anormal (ou extraordinaire (EHE))  $|\rho_{EHE} \cdot \mu_0 M_Z|$  est généralement beaucoup plus forte que la contribution de l'effet Hall normal  $|\rho_{Hall} \cdot \mu_0 H_Z|$  pour des champs inférieurs à 1 T. Sur le cycle, présenté dans la figure, l'effet normal donne une dépendance linéaire au signal. Sur la gamme de champ utilisée, l'effet Hall normal est négligeable devant l'amplitude de l'EHE comme cela est visible sur la figure 2.2. La contribution à la résistance transverse sur cet échantillon est inférieure à  $1 \times 10^{-5} \Omega.Oe$ , soit une amplitude de  $6m\Omega$  sur la gamme des 600 Oe. Dans nos expériences, nous utilisons un champ magnétique perpendiculaire inférieur à 14 Oe soit une contribution à la résistance mesurée de  $1,4 \times 10^{-4} \Omega$ . Cette valeur est faible par rapport à l'amplitude totale de l'EHE, mais du même ordre de grandeur que le signal lié à l'oscillation de la paroi induite par le courant. La contribution de l'effet Hall normal doit donc être prise en compte lors de l'analyse des résultats expérimentaux.

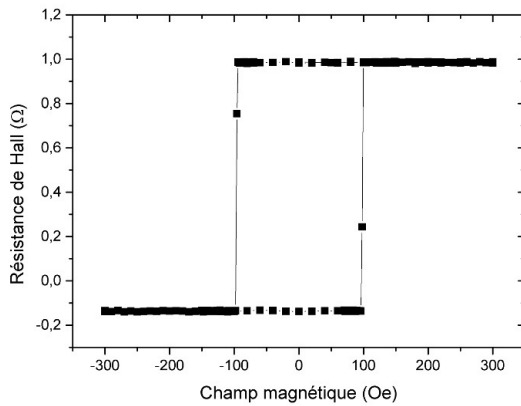


FIGURE 2.2 – Cycle de résistance transverse en fonction d'un champ magnétique perpendiculaire pour un échantillon de  $Pt/Co/AlOx$ . La pente des plateaux est due à l'effet Hall classique, qui est ici très faible devant l'amplitude de l'EHE dans la gamme de champ utilisée.

### 2.1.2 Le "spintorquemeter" de M. Miron [35]

Le principe de la mesure des couples de transfert de spin par mesure quasi-statique des déplacements nanométriques d'une paroi piégée induits par le courant a été initialement introduit par Miron *et al.* en 2009 [35].

Cette expérience a permis de démontrer qu'un courant avait le même effet sur une paroi de domaine qu'un champ magnétique perpendiculaire [35]. Dans cette expérience, le dispositif est composé de deux croix de Hall ayant une branche commune, comme illustré ci-dessous :

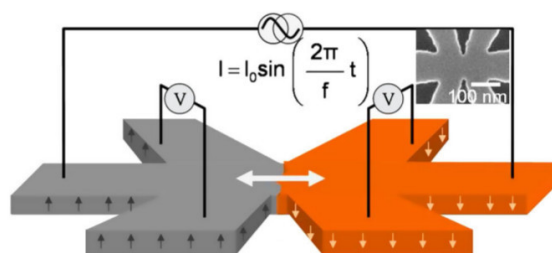


FIGURE 2.3 – Illustration du dispositif original, le dispositif est composé de deux croix de Hall ayant une branche commune [35].

La paroi reste piégée dans la branche commune au cours de l'expérience, les mouvements induits par le courant n'étant pas suffisamment important pour l'en faire sortir. Les mouvements de la paroi sont détectés en mesurant les variations de résistance des branches transverses, qui traduisent l'état magnétique du dispositif grâce à l'effet Hall extraordinaire.

#### Quantification de l'effet du courant

L'amplitude de variation de la résistance de Hall extraordinaire ne peut pas être reliée directement à la force que le courant exerce sur la paroi, car pour cela il faudrait connaître la force de piégeage. Il n'est donc pas possible de quantifier l'effet du courant par la variation de résistance qu'il provoque. Pour contourner cette difficulté, l'effet du courant est quantifié en déterminant la densité de courant qu'il faut appliquer pour produire le même effet que 1 Oe de champ magnétique perpendiculaire. Cette méthode, dite d'équivalence champ-courant, nous permet de quantifier facilement l'effet du courant. Expérimentalement, on injecte un courant oscillant dans la paroi et l'on mesure la variation de l'amplitude de la résistance de Hall extraordinaire en fonction de la densité de courant (Fig. 2.5(a), courbe noire). La même mesure est reproduite en ajoutant cette fois un champ magnétique perpendiculaire oscillant. Le champ magnétique perpendiculaire et le courant sont appliqués de façon synchronisée et à basse fréquence (10Hz et mettent la paroi en mouvement. Si l'effet du champ et du courant sont équivalents, l'effet du champ magnétique se traduit par une deuxième courbe identique à la première



mais décalée en courant (horizontalement) (Fig. 2.5(a), courbe rouge). Ce décalage entre les courbes permet d'obtenir l'effet du courant en  $Oe/A.m^{-2}$ , ce qui donne l'équivalence champ-courant.

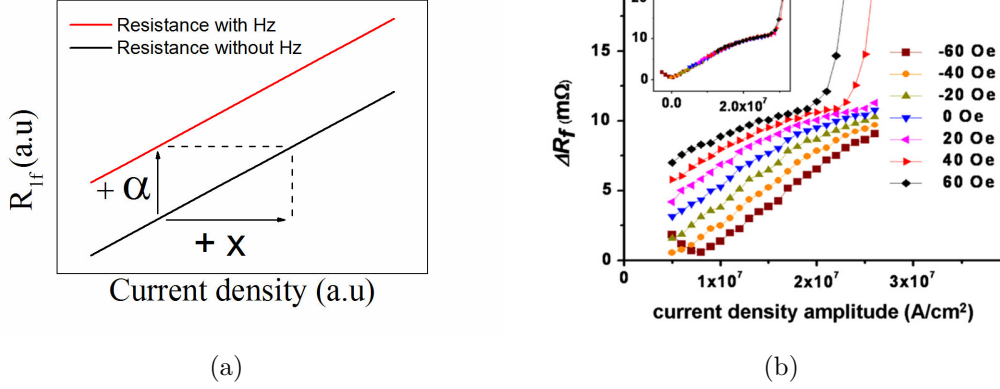


FIGURE 2.4 – **Méthode de l'équivalence champ-courant** (a) Illustration de la méthode. (b) Exemple d'application sur des données expérimentales [35], la superposition des courbes est visible dans l'encart.

Lors de cette expérience, l'expérimentateur injecte une densité de courant de  $1,25 \times 10^5 A.cm^{-2}$  pour produire sur la paroi le même effet que 1 Oe de champ magnétique perpendiculaire. Les mesures ont été effectuées sur le même empilement magnétique (Pt/Co/AlOx) que celui étudié dans cette thèse. Cette valeur d'équivalence peut donc être prise comme référence.

## 2.2 Évolution de l'expérience

Cette expérience précédente donne les outils nécessaires à la quantification des couples induits par le courant. Cependant, elle ne permet pas de distinguer les contributions des couples STT et SOT, ainsi que de déterminer la dépendance du SOT en fonction de la structure interne de la paroi de domaine. Pour y parvenir, il faut faire évoluer l'expérience.

### 2.2.1 Séparation des couples STT et SOT

Les couples STT et SOT sont caractérisés par des dépendances angulaires différentes vis-à-vis de  $M$  et  $\nabla M$ , ce qui peut être exploité avantageusement pour identifier leur contribution respective.

On peut montrer que le couple STT exercé sur la paroi est proportionnel à l'angle  $\theta$  entre le courant et la direction du gradient d'aimantation :

$$STT \propto \vec{\nabla} \vec{m} \cos(\theta) \quad (2.3)$$

$\theta$  vaut 0 lorsque le courant s'écoule au travers de la paroi et vaut  $90^\circ$  lorsqu'il s'écoule le long de la paroi. Donc, le STT est maximal quand le courant et la paroi sont perpendiculaires et minimal quand ils sont alignés.

Au contraire, nous avons vu dans le chapitre 1.4 que le couple SOT ne dépend pas du gradient d'aimantation et varie comme le sin de l'angle entre l'aimantation dans la paroi et le courant.

Ainsi, en injectant le courant le long de la paroi, ce dernier ne sonde pas de gradient d'aimantation, et le STT est nul, ce qui permet d'extraire la seule contribution du couple SOT. Ce principe est illustré ci-dessous :

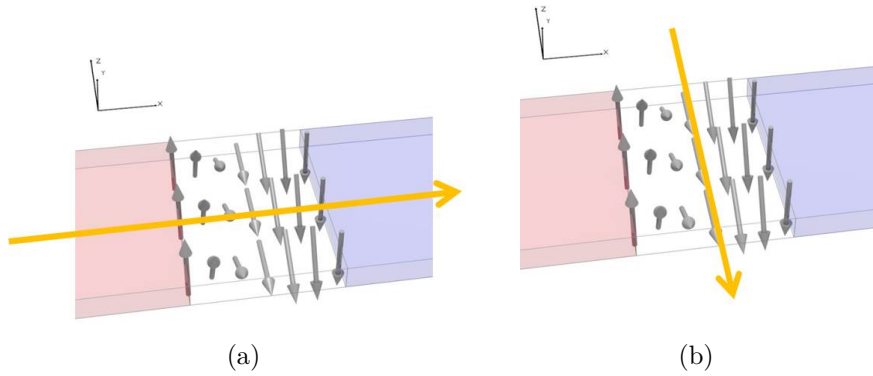


FIGURE 2.5 – **Méthode de séparation des couples STT et SOT.** (a) Le courant est injecté au travers de la paroi, il sonde le gradient d'aimantation de la paroi et exerce donc un couple STT sur la paroi. (b) Le courant s'écoule le long de la paroi, il ne sonde pas de gradient d'aimantation et n'exerce donc pas de couple STT sur la paroi.

### Nouveau dispositif

Partant de ce constat, un nouveau dispositif a été mis au point permettant d'injecter le courant le long de la paroi.

Le dispositif se présente sous la forme d'une croix avec au centre un plot possédant une partie plus étroite. La croix permet de reproduire le système de mesure reposant sur l'effet Hall extraordinaire expliqué plus haut. La partie étroite du plot sert de site de piégeage pour la paroi. La figure 2.6 représente le dispositif avec une paroi en blanc, le bleu et le rouge représentent les deux domaines de résistance faible et forte.

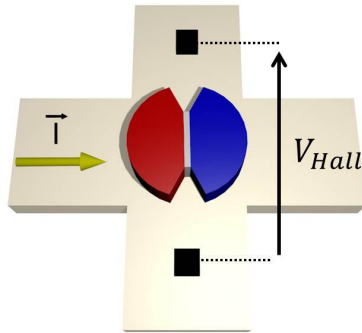


FIGURE 2.6 – **Schéma du dispositif expérimental** La croix de Hall est en platine avec en son centre le plot magnétique de cobalt recouvert d'alumine. Le bleu et le rouge représentent les deux domaines de directions opposés, séparés par une paroi en blanc.

Avec ce dispositif, deux cas se présentent, en fonction de la direction d'injection du courant. Quand on injecte le courant au travers de la paroi, les deux couples STT et SOT agissent sur la paroi tandis que seul le SOT n'est présent lorsque le courant s'écoule le long de la paroi comme illustré ci-dessous :

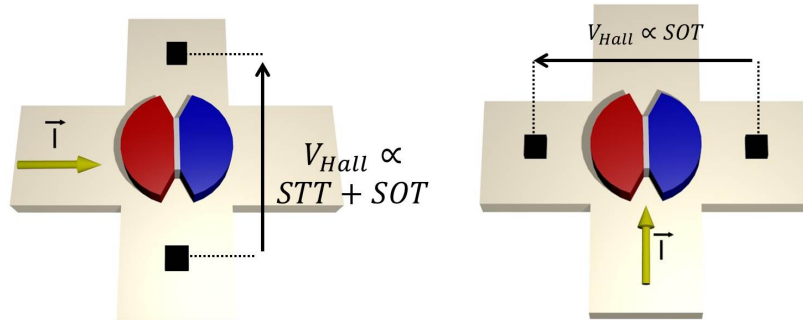


FIGURE 2.7 – **Illustration des deux configurations de mesures possibles.** A gauche, le courant est injecté au travers de la paroi, les couples STT et SOT agissent. A droite, le courant est injecté le long de la paroi, seul le couple SOT agit.

### 2.2.2 Mise en évidence de la dépendance angulaire des couples SOT

La force du couple SOT dépend de l'angle entre l'aimantation au cœur de la paroi et le courant. La direction de l'aimantation au cœur de la paroi est imposée en appliquant un champ magnétique planaire. Ce champ magnétique va permettre de moduler l'aimantation au cœur de la paroi en la forçant à s'aligner avec lui, comme illustré ci-dessous :

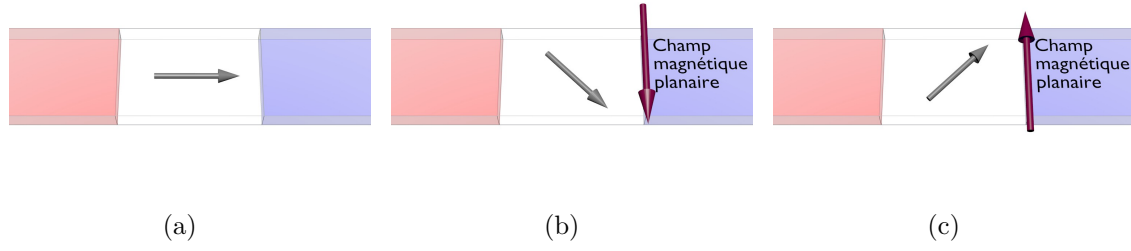


FIGURE 2.8 – **Modulation de l'aimantation de la paroi par un champ magnétique planaire externe.** (a) La structure de paroi est de type Néel, l'aimantation au centre de la paroi est alignée avec le fil. (b) et (c) Un champ magnétique planaire externe est appliqué perpendiculairement à la direction de l'aimantation, la structure de la paroi change.

L'effet de ce champ magnétique sur le couple exercé sur la paroi dépend de la direction relative du courant et du champ magnétique planaire par rapport à la surface de la paroi. Nous discutons ci-après la dépendance attendue du couple avec le champ magnétique pour les quatre différentes orientations champ planaire/courant pouvant être appliquées dans notre dispositif. Une configuration de paroi de type Néel à l'équilibre est supposée du fait de l'interaction DMI.

### Première configuration

Lorsque le courant s'écoule au travers de la paroi, le gradient ressenti par le courant est maximal et donc le STT aussi. Lorsque le champ magnétique planaire est appliqué le long de la paroi, il va moduler la direction de l'aimantation à l'intérieur de la paroi en l'éloignant de la configuration Néel où le SOT est maximum. On s'attend donc à ce que le couple décroisse avec  $|H_x|$ ,  $H_x$  étant le champ magnétique planaire (cf Fig. ??).

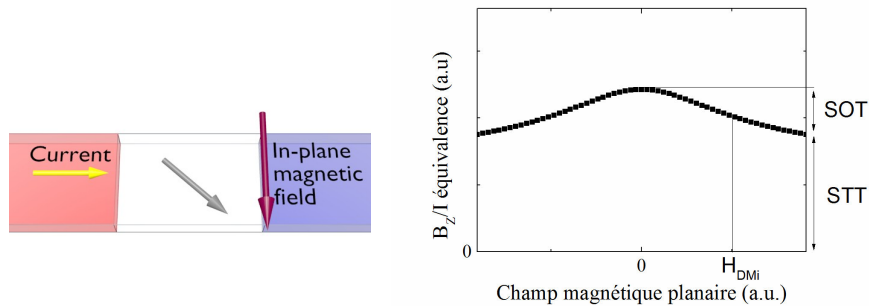


FIGURE 2.9 – **Modulation de l'aimantation de la paroi par un champ magnétique planaire externe.** À gauche, illustration de la configuration de mesure. À droite, illustration du comportement de l'équivalence attendu .

### Deuxième configuration

Dans le cas, où le courant et le champ magnétique planaire sont appliqués perpendiculairement à la paroi, on s'attend à ce que le couple ne dépende pas de  $H_x$ . En effet, le gradient ressenti par le courant ne va pas changer au cours de la mesure et la direction de l'aimantation non plus. Seul cas particulier, lorsque l'on applique un champ planaire de direction opposée à celle du champ effectif DMI et suffisamment fort pour retourner l'aimantation. Alors, dans ce cas, l'équivalence doit présenter un saut dû au changement de signe de la contribution du SOT. Le type de courbe attendu est illustré ci-dessous :

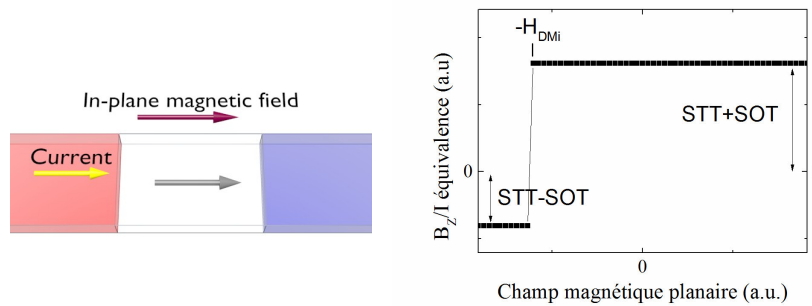


FIGURE 2.10 – **Modulation de l'aimantation de la paroi par un champ magnétique planaire externe.** À gauche, illustration de la configuration de mesure. À droite, illustration de la dépendance de l'équivalence champ/courant attendu avec le champ magnétique  $H_x$ .

### Troisième configuration

Dans le cas où le courant s'écoule le long de la paroi, le STT devrait nul ou faible. La paroi étant supposé de structure de Néel, l'aimantation au cœur de la paroi est perpendiculaire à la direction du courant : le couple SOT est donc nul. Si le champ magnétique planaire est appliqué le long de la paroi, il va incliner l'aimantation de la paroi dans la direction du courant et le couple SOT ne sera plus nul. L'équivalence champ/courant, dans cette configuration, devrait donc être nul à champ planaire nul et varier en sinus du champ planaire appliqué comme illustré ci-dessous :

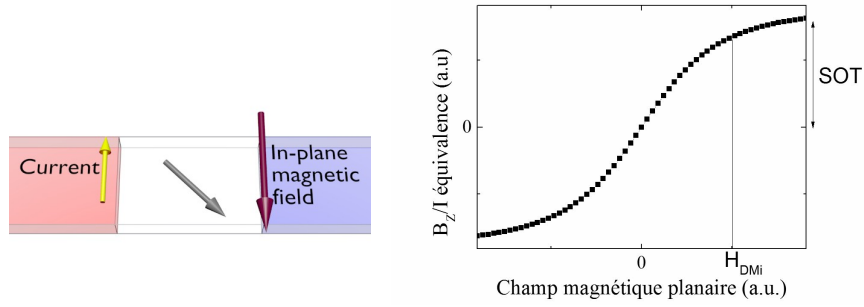


FIGURE 2.11 – **Modulation de l'aimantation de la paroi par un champ magnétique planaire externe.** À gauche, illustration de la configuration de mesure. À droite, illustration du comportement de l'équivalence attendu.

#### Quatrième configuration

Dans le cas, où l'on applique le courant le long de la paroi et le champ perpendiculairement, le courant ne voit pas de gradient et le STT est donc nul. Le champ magnétique planaire étant aligné avec la direction de l'aimantation au cœur de la paroi, la contribution du SOT ne devrait pas évoluer avec le champ planaire. Sauf, dans le cas où le champ planaire est de direction opposé au champ effectif  $DMi$  et d'amplitude supérieure, alors l'aimantation dans la paroi va se retourner. A priori, l'aimantation reste perpendiculaire au courant, la contribution du SOT reste donc nulle. L'équivalence doit donc être nulle partout sauf pour la valeur de champ planaire où l'aimantation dans la paroi se retourne où l'équivalence peut présenter un pic.

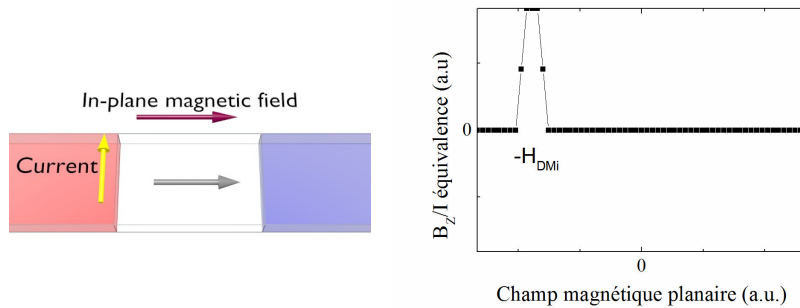


FIGURE 2.12 – **Modulation de l'aimantation de la paroi par un champ magnétique planaire externe.** À gauche, illustration de la configuration de mesure. À droite, illustration du comportement de l'équivalence attendu.

### 2.2.3 Mesure des déplacements de la paroi

#### État magnétique du système

L'EHE ne sonde pas l'échantillon de façon homogène, son amplitude locale est d'autant plus forte que l'aimantation hors du plan et la densité de courant sont fortes. Une étude poussée [39], effectuée sur le dispositif double croix de Hall, montre que les zones de plus grandes sensibilité se situent sur les angles du dispositif et à l'entrée des branches des croix de Hall servant à la mesure. Dans le nouveau dispositif, la partie magnétique du dispositif se situe au centre du dispositif où la détection est la plus homogène.

Pour comprendre le principe de détection des mouvements de paroi, on supposera que la susceptibilité de l'EHE est parfaitement homogène. Le signal de Hall extraordinaire est, dans ce cas, approximativement proportionnel à la valeur moyenne de l'aimantation dans la croix de Hall. La variation du signal de Hall est donc directement proportionnelle au déplacement de la paroi. Le signal de Hall peut être relié aux surfaces  $S_{\downarrow}$  (resp.  $S_{\uparrow}$ ) d'aimantation orientée vers le haut (resp. vers le bas). Ceci permet d'écrire la contribution de l'effet Hall extraordinaire en fonction de ces surfaces :

$$R_{EHE} = R_{\downarrow} \frac{S_{\downarrow}}{S_{Total}} + R_{\uparrow} \frac{S_{\uparrow}}{S_{Total}} \quad (2.4)$$

Avec  $R_{\downarrow}$  ( $R_{\uparrow}$ ) la résistance de Hall extraordinaire du plot dans l'état de saturation de résistance basse (haute), et  $S_{Total}$  la surface totale du plot.

Quand la paroi est placée au centre de la constriction, alors la résistance correspondante est la moyenne entre l'état de résistance forte et l'état de résistance basse. Cette méthode de mesure permet de détecter des déplacements de paroi avec une grande précision, de l'ordre de quelques nanomètres [39].

#### Préparation de la paroi

Pour étudier la réponse d'une paroi piégée à un courant et à un champ magnétique, il est tout d'abord nécessaire de créer cette paroi et de la placer dans la constriction. Premièrement, on sature l'échantillon à l'aide d'un champ magnétique perpendiculaire. Ensuite, on applique un champ magnétique ayant une forte composante planaire et une faible composante perpendiculaire, de direction opposée. On augmente ce champ progressivement, jusqu'à ce que la résistance de Hall ait une valeur intermédiaire entre celles des états de résistance forte et faible, indiquant la présence d'une paroi piégée au centre du dispositif.

Si la paroi est parfaitement au centre, la résistance a une valeur égale à la moyenne des valeurs de résistance forte et faible.

#### Déplacement de la paroi

Les mouvements de la paroi, induits par le courant, vont produire des variations de la résistance de Hall extraordinaire dans chacune des croix.

$$R_{EHE_{1/2}} = R_{\uparrow/\downarrow} \pm \Delta R(I) \quad (2.5)$$

avec  $R_{\uparrow/\downarrow}$  la résistance de Hall en l'absence de courant. Un courant oscillant, d'amplitude  $I_0$  et de pulsation  $\omega$ , va créer un mouvement de paroi oscillant à la même pulsation (au premier ordre) et donc une variation sinusoïdale de la résistance des croix de Hall, de la forme suivante :

$$R_{EHE_{1/2}} = R_{\uparrow/\downarrow} \pm \Delta R(I_0) \sin(\omega t) \quad (2.6)$$

Un champ magnétique perpendiculaire oscillant provoque aussi au premier ordre une réponse sinusoïdale du déplacement de la paroi et donc du signal de Hall :

$$R_{EHE_{1/2}} = R_{\uparrow/\downarrow} \pm \Delta R(H_0) \sin(\omega t) \quad (2.7)$$

### 2.2.4 Signal réel

En réalité, l'échantillon a ses propriétés magnétiques qui varient localement. La paroi ne se déplace pas dans un puits de potentiel symétrique, ce qui ajoute au signal des harmoniques d'ordres supérieurs. Le signal aura d'autant plus d'harmoniques que le puits de potentiel est complexe. La présence de ses défauts a une deuxième conséquence sur le mouvement de la paroi, les défauts le rendent hystérétique. Cela implique que le mouvement va avoir une partie en phase avec le courant et une partie déphasée. Les défauts vont aussi rendre le mouvement stochastique et créer des mouvements à des fréquences autres que la fréquence du courant. Nous faisons référence à ces mouvements sous l'appellation "bruit de paroi". Dans notre cas, nous avons pris la moyenne des amplitudes des harmoniques entre  $11Hz$  et  $19Hz$ .

La résistance de Hall extraordinaire se décompose donc en une somme de sinus ayant une phase différente, et prend la forme suivante :

$$R_{EHE_{1/2}} = R_{\uparrow/\downarrow} \pm \left( \Delta R_1(I_0) \sin(\omega t + \phi_1) + \Delta R_2(I_0) \sin^2(\omega t + \phi_2) + \dots \right) \quad (2.8)$$

Avec  $\phi_i$  la phase de l'harmonique  $i$ . Les harmoniques d'ordres supérieurs apparaissent quand le mouvement de la paroi a une amplitude suffisamment forte. Lorsque le mouvement de la paroi est de très faible amplitude, elle ne sonde pas ou très peu de défauts, ce qui se traduit par un puits de potentiel très symétrique. Habituellement, il n'est pas possible de mesurer les harmoniques d'ordres supérieurs à 3. Mais, le bruit de paroi est généralement faible mais mesurable et permet d'avoir une information supplémentaire sur le mouvement de la paroi.

La résistance transverse est obtenue en divisant la tension transverse, dite de Hall, par le courant. C'est cette résistance transverse qui contient la contribution due à l'effet Hall extraordinaire. La tension de Hall a donc la forme suivante :

$$V_{Hall} = R_{\perp_0} \cdot I_0 \sin(\omega t) + R_{EHE}(\omega t) \cdot I_0 \sin(\omega t) \quad (2.9)$$

Avec  $R_{\perp_0}$  la contribution de la résistance transverse qui n'est pas due à l'effet Hall extraordinaire.



### 2.2.5 Autres contributions et leur correction

Le mouvement de la paroi n'est pas la seule contribution que le signal mesuré contient. En effet, le courant et le champ n'agissent pas uniquement sur la paroi mais aussi sur les domaines et sur le dispositif en général. Il faut donc prendre en compte ces autres contributions, et les corriger si c'est possible. Dans la suite, les artefacts connus sont répertoriés et la façon dont ils sont corrigés est expliquée.

#### Couples agissant sur les domaines

Le courant qui passe au travers de l'échantillon passe aussi par les domaines et par conséquent le courant exerce aussi les couples SOT sur les domaines. Il est d'ailleurs possible de mesurer les couples SOT dans les domaines par une méthode similaire, basée sur l'effet Hall extraordinaire [18].

#### Contribution du courant

Le courant, en plus de générer les couples sur la paroi et sur l'aimantation des domaines, va apporter trois contributions supplémentaires au signal mesuré liés d'une part à l'effet Joule, aux effets thermoélectriques et à l'effet Nernst.

**Effet Joule** Lorsqu'un courant traverse un conducteur métallique, l'effet Joule entraîne une augmentation de la température du conducteur et donc de sa résistance, c'est l'effet Joule. L'élément le plus important pour déterminer la résistance de notre dispositif est le platine. La résistance du platine en fonction de la température évolue de la façon suivante :

$$R(T) = R_0(1 + \alpha * T + \beta * T^2) \quad (2.10)$$

Avec  $R_0$  la résistance du platine à température nulle,  $\alpha$  et  $\beta$  les coefficients où  $\alpha$  est très grand devant  $\beta$ . La contribution linéaire est bien supérieure à la contribution quadratique, on considère donc que la résistance varie linéairement avec la température. La température quant à elle évolue linéairement avec le courant, ce qui donne une variation linéaire en courant de la résistance.

Cette variation de résistance ne devrait *a priori* pas être présente dans la mesure de résistance transverse. Cependant, comme les deux branches de la croix de Hall ne sont jamais parfaitement alignées, la résistance de Hall mesurée contient toujours une contribution de la résistance longitudinale. C'est la variation thermique de cette contribution longitudinale que l'on récupère dans notre mesure.

Cette variation linéaire de la résistance avec la température va contribuer au signal dans l'harmonique d'ordre 2 :

$$V_{Hall}(t) = R_{\perp 0}[1 + \alpha' * I_0 \sin(\omega t)].I_0 \sin(\omega t) + R_{EHE}(I_0 \sin(\omega t)).I_0 \sin(\omega t) \quad (2.11)$$

avec  $\alpha'$  le facteur de conversion entre la variation de résistance et le courant. Cet effet va ajouter une contribution linéaire en courant au signal du mouvement de la paroi, sur la première harmonique de la résistance de Hall extraordinaire.

Si la contribution quadratique de l'effet Joule est présente, elle apportera une contribution linéaire sur la troisième harmonique de la résistance de Hall extraordinaire.

**Effets thermo-électriques** La présence d'un gradient local de température dû à l'effet Joule peut aussi être à l'origine de termes parasite. Le phénomène de thermoélectricité lie un gradient de température à un gradient de tension : le courant et l'effet Joule créent le gradient de température. Les gradients de température et de tension dans un métal sont reliés par la loi suivante :

$$\vec{J} = -\sigma \vec{\nabla} V - \sigma S \vec{\nabla} T \quad (2.12)$$

Avec  $\sigma$  la conductivité et  $S$  le coefficient Seebeck. Le gradient de température étant dû à l'effet Joule, celui-ci varie en carré du courant. Cette relation se traduit donc par une contribution supplémentaire à la tension de Hall quadratique en courant :

$$V_{Thermo-elec} \propto I^2 \quad (2.13)$$

Cet effet est significatif si la différence de température entre les branches de la croix de Hall est importante. La résistance thermoélectrique associée étant proportionnelle à  $I$ , cet effet ajoute donc un terme à la première harmonique de la résistance mesurée.

**Effet Nernst anormal** Un effet thermoélectrique supplémentaire existe dans nos échantillons, l'effet Nernst anormal. L'effet Nernst anormal fait référence à l'apparition d'un potentiel électrique lorsqu'un conducteur est soumis à un gradient de température et à une aimantation. Le potentiel électrique ( $V_{ANE}$ ) qui apparaît est perpendiculaire à l'aimantation et au gradient de température :

$$\vec{V}_{ANE} = C_{ANE} \vec{\nabla} T \times \vec{M} \quad (2.14)$$

Avec  $C_{ANE}$  le coefficient de l'intensité de l'effet Nernst anormal. La résistance associée étant proportionnelle à  $I$ , cet effet ajoute un terme à la première harmonique de la résistance mesurée. Dans notre dispositif, la chaleur se dissipe par les branches transverses à la direction du courant et la température est minimale suivant l'axe des branches transverses qui passe au centre. Pour cet effet, il est nécessaire de préciser la configuration de mesure et de distinguer les deux cas. Une représentation de la distribution de la température en fonction de la direction du courant est illustrée ci-dessous :

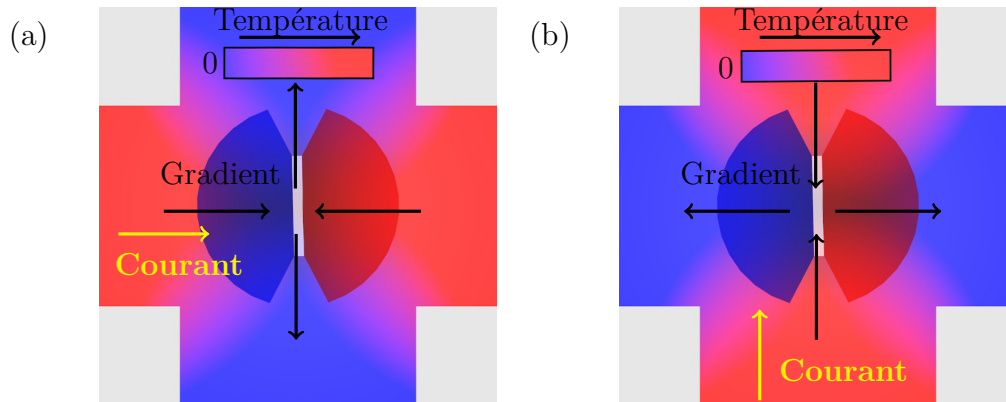


FIGURE 2.13 – Illustration des gradients de température dans le dispositif (a) Le courant s'écoule au travers de la paroi, (b) le courant s'écoule le long de la paroi.

Dans le cas où le courant s'écoule au travers de la paroi (Fig. 2.13(a)), chaque domaine voit un gradient de température de direction opposé. Les aimantations étant également opposées, les deux domaines donnent donc une contribution de même signe à la tension transverse.

Dans cette configuration, l'effet Nernst est maximisé car les contributions des domaines s'additionnent.

Dans le cas où le courant passe dans la piste transverse, chaque domaine va ressentir deux gradients de température de direction différente. On s'attend donc à ce que la tension de Nernst soit nulle dans ce cas.

En réalité, le gradient de température n'est pas parfaitement symétrique et la paroi peut ne pas être parfaitement au centre de la constriction ou être parfaitement droite. Dans ces deux cas, l'effet Nernst anormal ne sera pas nul même lorsque le courant est injecté dans la piste transverse.

Les effets thermiques et les couples qui agissent sur les domaines ne donneront pas de contributions au signal en quadrature de phase. Cette observation permettra, en comparant les parties réelles (en phase) et imaginaires (quadrature de phase) des harmoniques, d'estimer, voire de corriger le signal parasite dû aux effets thermiques.

### Contribution du champ magnétique perpendiculaire

L'utilisation de champ magnétique perpendiculaire va engendrer la présence de phénomènes supplémentaires, qui vont ajouter une contribution au signal mesuré.

**Induction** Le champ magnétique perpendiculaire est un champ oscillant, son oscillation va induire l'apparition d'un potentiel dans le dispositif. Ce potentiel sera visible dans la partie en quadrature de phase de la partie constante de la tension de Hall.

**Effet Hall "normal"** L'empilement magnétique étant un conducteur, le champ magnétique perpendiculaire déclenche l'apparition de l'effet Hall normal. L'effet normal donne

une contribution linéaire en champ magnétique perpendiculaire à la première harmonique de la résistance de Hall extraordinaire.

### Correction des artefacts

La correction principale à apporter au signal est de lui soustraire la moyenne des signaux mesurés dans les deux états saturés, cette correction permet de retirer tout ce qui ne dépend pas de la paroi. Nous appelons cette correction la "correction par les états saturés". La mesure est reproduite trois fois, une fois dans l'état de résistance forte, une fois dans l'état de résistance faible et enfin dans l'état avec la paroi piégée dans la constriction. La correction est mise en œuvre de la façon suivante : point par point la moyenne des états saturés est soustraite à la mesure avec paroi. Pour les 3 états, les conditions de courant et de champs sont les mêmes. Ainsi, avec cette correction, il ne reste que les effets qui dépendent de la présence de la paroi. D'après la liste des effets cités précédemment, il ne devrait rester que l'effet Nernst anormal. En effet, l'effet Nernst anormal est le seul effet qui dépend de la position de la paroi dans le dispositif.

### 2.2.6 Difficultés expérimentales

La mesure de l'équivalence se heurte aussi à des limites expérimentales qui reposent sur la qualité de la détection. En effet, la mesure de la résistance transverse nous renseigne sur les proportions des surfaces dans un état de résistance haute ou de résistance basse. Mais cette mesure ne nous renseigne pas directement sur la position de la paroi. Par exemple, si la paroi est au centre de la constriction et tourne alors le signal de résistance ne changera pas mais la mesure des couples sera fortement affectée.

Une deuxième difficulté vient du fait que la paroi, n'est pas un objet rigide mais déformable. Par exemple, une partie déformée de la paroi peut présenter un angle de son aimantation par rapport au courant plus fort et devenant plus sensible à un des couples. Cette partie de paroi, ayant une équivalence plus forte, va provoquer une surestimation de l'équivalence de l'ensemble de la paroi.

Cependant la position et forme exacte de la paroi dans la constriction dépend du processus de nucléation de la paroi qui est aléatoire. En effectuant la même mesure avec des parois associées à un état de résistance de Hall légèrement différent il est possible de s'affranchir partiellement de ces effets. C'est pour ces raisons que chacune des mesures ont été faites effectués avec 3 parois différentes.

En marge de ces problèmes liés à la nature et au positionnement de la paroi, il reste un problème lié à la mesure. En effet, l'angle planaire de l'échantillon est changé à chaque mesure d'état saturé ou de mesure avec paroi, ce qui pose le problème de savoir si les mesures qui sont ensuite moyennées entre elles ont été faites avec exactement le même angle planaire. Si l'échantillon n'est pas placé de façon parfaitement plane alors il ressent un champ perpendiculaire statique et c'est ce champ qui change les conditions de l'expérience. Ce champ, réduit la valeur de champ planaire maximale que l'on peut appliquer et déplace la position d'équilibre de la paroi.

## 2.3 Banc et technique de mesure

Le but du banc de mesure est de détecter les petits déplacements de la paroi dans le plot. L'amplitude de variation de tension due aux mouvements de la paroi est très faible de  $10^{-8}$  V à  $10^{-6}$  V et il est donc nécessaire de diminuer au maximum les sources de bruit parasite. Celle-ci peuvent être séparées en deux parties : celles provenant de l'échantillon et celles dues au montage. Le bruit dû à la tension du secteur à 50 Hz crée un signal de l'ordre du  $\mu$ V. La fréquence de la source de tension est choisie pour éviter au maximum les bruits : dans notre cas, le spectre est le moins bruité pour des fréquences entre 10 Hz et 100 Hz, en excluant les fréquences multiples de la fréquence du secteur (50 Hz). La source de tension utilisée n'est pas parfaite et génère du courant à des fréquences autres que la fréquence choisie (10 Hz), entraînant un léger étalement du signal autour de 10 Hz. Le signal mesuré est visible dans la figure 2.14, l'axe des ordonnées étant la résistance tracée en échelle logarithmique. Pour extraire le signal de ces sources de bruit, un traitement numérique est effectué.

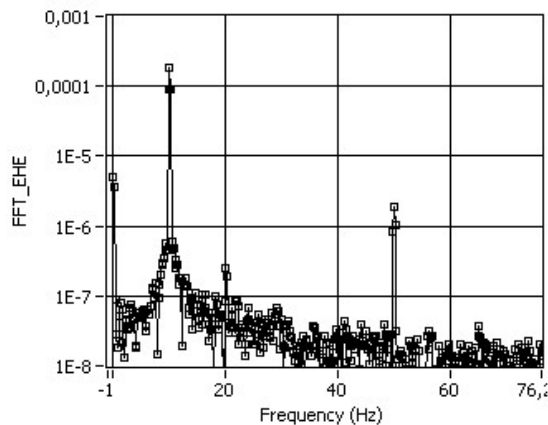


FIGURE 2.14 – Transformée de Fourier de la tension de Hall mesurée sur un échantillon.

### 2.3.1 Banc de mesure

Le banc de mesure est composé d'une bobine perpendiculaire placée sous l'échantillon permettant de générer un champ magnétique perpendiculaire au plan de l'échantillon. Un champ magnétique dans le plan de l'échantillon est aussi généré à l'aide d'un électroaimant, l'échantillon étant placée au centre de l'entrefer. La bobine perpendiculaire permet de générer le champ perpendiculaire oscillant qui sert de point de comparaison au courant. La bobine planaire génère le champ planaire qui permet de moduler la direction de l'aimantation au centre de la paroi. Le banc de mesure est représenté de façon schématique avec la figure 2.15.

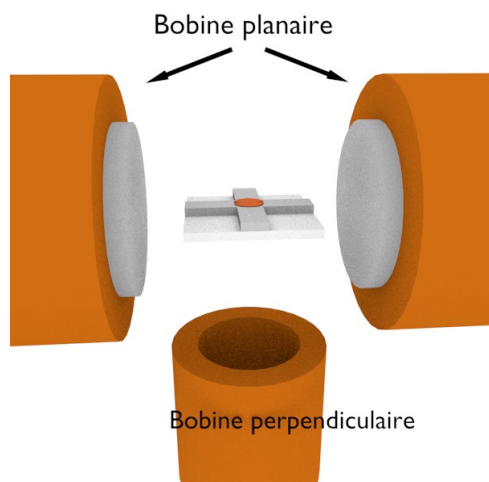


FIGURE 2.15 – Schéma du banc de mesure. La bobine qui génère le champ planaire permet d'appliquer des champs statiques forts. La bobine perpendiculaire permet d'appliquer un petit champ perpendiculaire oscillant.

Les bobines sont contrôlées à l'aide de deux générateurs de courant, contrôlés en tension par une carte d'acquisition. Le champ généré par la bobine planaire est caractérisé à l'aide d'un Gaussmètre, la réponse de la bobine est illustrée par la figure 2.16. Une régression linéaire permet d'obtenir la calibration tension-champ magnétique de la bobine planaire.

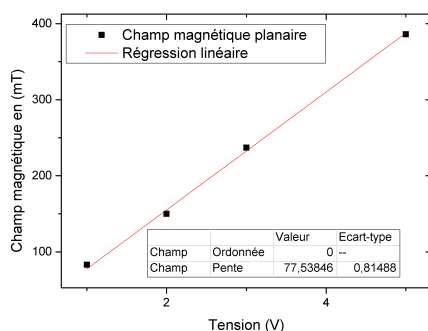


FIGURE 2.16 – Mesure du champ magnétique généré par la bobine planaire en fonction de la tension appliquée. Une régression linéaire permet d'obtenir la conversion entre la tension et le champ magnétique.

La bobine perpendiculaire est caractérisée de la même façon, et produit  $1,7 \text{ Oe}$  par  $\text{Volt}$  appliqué. Comme illustré sur la figure 2.16, la bobine perpendiculaire n'a pas de cœur de fer doux. En effet, cela déformerait le champ généré par la bobine planaire.

### Injection du courant dans le dispositif et mesure de la densité de courant

Le courant est injecté par une carte d'acquisition générant une tension oscillante de faible fréquence ( $10 \text{ Hz}$ ) au borne du dispositif. Le courant est fixé par une résistance externe de  $7 \text{ k}\Omega$ . Sur la durée d'une mesure (de 3 à 7 jours), l'écart-type sur les valeurs du courant est  $10^4$  fois inférieur à la valeur du courant. Le courant, et donc sa densité seront considérés comme constantes au cours des mesures.

Le courant qui sert à déplacer la paroi est le même que celui qui sert à la mesure. Le courant sinusoïdal de fréquence  $10 \text{ Hz}$  fait osciller la paroi à la même fréquence ou à des harmoniques supérieures de cette fréquence.

### 2.3.2 Traitement numérique du signal

Il est possible de séparer les différentes parties composant le signal, notamment les différents bruits, en se reposant sur leurs dépendances fréquentielles. Pour extraire les différentes composantes harmoniques, nous effectuons une transformée de Fourier du signal mesuré.

La fréquence maximale mesurable est deux fois inférieur à la fréquence d'échantillonnage, ici de  $80\text{ kHz}$ .

## 2.4 Structuration de l'échantillon

La qualité d'un dispositif est déterminée par la force qui piège la paroi et un fort signal de sortie. La largeur de la piste doit être la plus proche possible de la largeur du plot car le signal utile n'est que celui passant dans le plot. Il faut donc que la partie magnétique qui ne contient pas la paroi soit la plus petite possible pour limiter les contributions inutiles au signal. Les dispositifs ont des pistes large de  $1,2\text{ }\mu\text{m}$ , avec des plots de  $1\text{ }\mu\text{m}$  de diamètre et des constriction de  $480\text{ }\mu\text{m}$ . Les pistes ont des largeurs supérieures de  $200\text{ nm}$  à celle du plot, pour faciliter la fabrication.

Les échantillons sont fabriqués en salle blanche sur un substrat de silicium d'orientation  $[100]$  recouvert d'une couche d'oxyde de  $500\text{ nm}$ . L'empilement magnétique est déposé sur ce substrat par pulvérisation cathodique. Deux types d'empilements ont été déposés  $\text{Pt}(3\text{ nm})/\text{Co}(0,6\text{ nm})/\text{AlOx}(1,5\text{ nm})$  et  $\text{Pt}(3\text{ nm})/\text{Co}(0,6\text{ nm})/\text{Pt}(3\text{ nm})$ . Un des problèmes principaux dont il faut tenir compte lors de la fabrication est l'inter-diffusion des espèces. Lorsque l'empilement magnétique est soumis à des températures élevées, les espèces des différentes couches se mélangent et les propriétés du matériau changent. Pour éviter que cela ne se produise, il faut s'assurer que l'échantillon ne dépasse pas les  $120\text{ }^\circ\text{C}$  au cours de la fabrication. Nous décrivons par la suite les différentes étapes utilisées pour la fabrication des échantillons. L'objectif est d'obtenir le dispositif suivant :

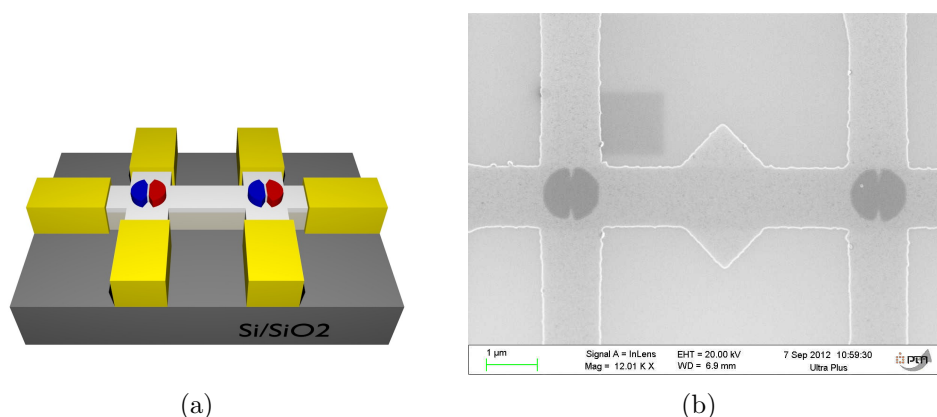


FIGURE 2.17 – **Dispositif** (a) Représentation 3D du dispositif à obtenir. (b) Image MEB du centre d'un dispositif.

Les étapes de fabrication ont été faites dans les salles blanches NanoFab de l'institut Néel et PTA (Plateforme technologique amont) du CEA.

### 2.4.1 Définition des croix d'alignements

La première étape de lithographie électronique a pour but de structurer des croix d'alignement. Les lithographies électroniques ont été faites à l'aide d'un MEB Léo 1530 (FESEM) piloté par un system RAITH Elphy plus. Ces croix servent de repère pour les étapes suivantes. En effet, le positionnement de l'échantillon par les moteurs du support a une précision de l'ordre du  $\mu\text{m}$  or la précision d'alignement nécessaire est inférieure à  $100\text{nm}$ . Des croix sont donc placées sur l'échantillon et sont utilisées par le masqueur pour ajuster sa position plus précisément. Pour détecter les croix d'alignements, le programme prend une image MEB de la zone de présence supposée de la croix et analyse les changements de contraste dans l'image. Par défaut il repère les sauts dû à la présence d'une croix. Les croix sont détectées au travers des résines, il faut donc un bon contraste. Pour améliorer le contraste des croix, il est possible d'utiliser un détecteur spécifiquement sensible aux électrons rétro-diffusés (BSD *Back-Scattered electrons Detector*). Il y a d'autant plus d'électrons rétro-diffusés que le matériau utilisé est lourd, c'est donc de l'or qui sert pour la fabrication des croix.

La définition des croix se fait comme suite : d'abord, l'étalement de résine UV5 puis l'insolation de la résine par lithographie électronique. La résine est ensuite développée à l'aide de MF-26A, (les parties de la résine qui ont été insolées étant dissoutes dans le développeur). Un dépôt métallique de  $\text{Ti}(5\text{ nm})/\text{Au}(50\text{ nm})/\text{Ti}(10\text{ nm})$  est ensuite effectué par pulvérisation cathodique. La couche de titane supérieure sert à protéger l'or pour les gravures physiques ultérieures. Enfin, une étape de lift-off est faite, pendant laquelle toute la résine est dissoute. Il ne reste du métal que sur les parties insolées. Cette étape est illustrée ci-dessous :



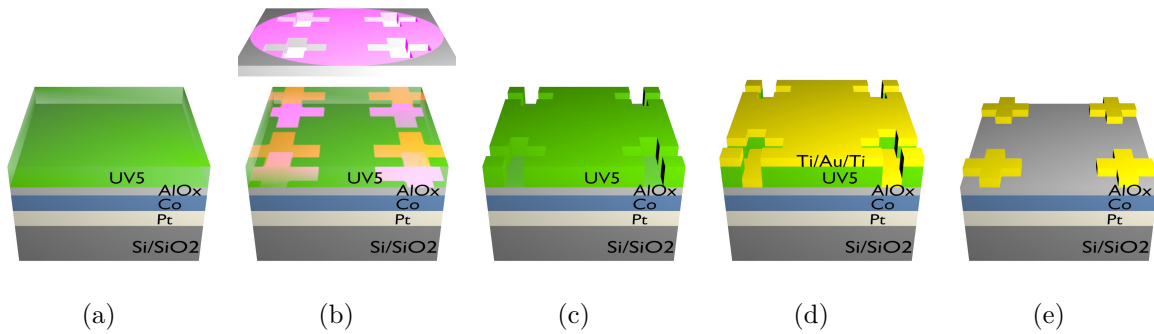


FIGURE 2.18 – **Définition des croix d'alignements** (a) Étalement de la résine (b) Insolation (c) Développement (d) Dépôt métallique (e) Lift-off

### 2.4.2 Définition des sites de piégeage

Les tailles très petites des constriction du site de piégeage ( $\sim 500\text{nm}$ ) ont nécessité un important travail d'optimisation, notamment de l'étape de définition des sites par lithographie électronique. Les sites de piégeages sont réalisés à l'aide des étapes suivantes. En premier, l'étalement de la résine PMMA, cette résine permet d'atteindre une meilleure résolution. Puis, la résine est insolée et développée pour définir les sites de piégeage. Ensuite un masque de Ti ( $7\text{ nm}$ ) est déposé par évaporation suivi d'un lift-off. Cette étape est illustrée ci-dessous :

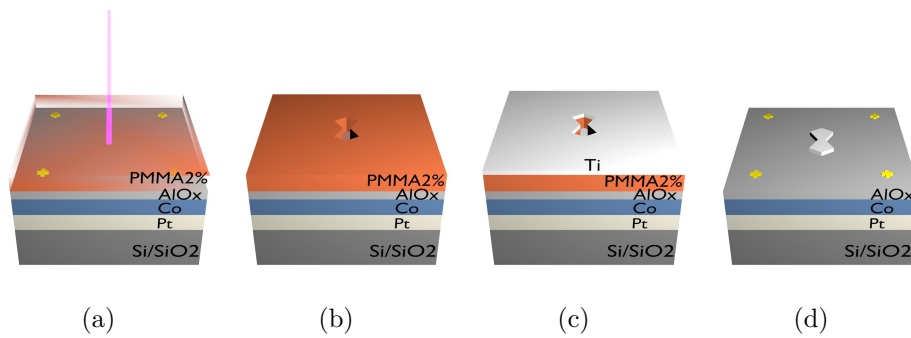


FIGURE 2.19 – **Définition des sites de piégeages** (a) Étalement de la résine puis insolation (b) Développement (c) Dépôt métallique (d) Lift-off

### 2.4.3 Définition des croix de Hall

Les dimensions des croix sont choisies de façon à optimiser la mesure et faciliter la fabrication. Des pistes de la largeur des plots serait le choix idéal pour optimiser le signal mais ne laisserait pas de marges d'erreurs pour le ré-alignement lors de l'étape d'insolation. En effet, bien que le ré-alignement sur les croix soit précis, un décalage allant jusqu'à  $100\text{ nm}$  peut se produire en cas de mauvais réglage. Les croix sont donc choisies plus larges que les plots de  $200\text{ nm}$  par précaution.

Les croix de Hall sont définies de la manière suivante : De la résine PMMA est étalée sur le substrat, insolée en forme de croix puis la résine est développée. Une couche de titane épaisse de 10 nm est déposée par pulvérisation cathodique et l'échantillon subit un lift-off. Ensuite, l'échantillon est gravé à l'aide d'une machine de gravure ionique (ion beam etching). Cette gravure est purement physique. Des atomes d'argons sont ionisés en plasma et accélérés vers la surface. Ce type de gravure est anisotrope et non-sélective. La progression de la gravure est suivie en temps réel à l'aide d'un spectromètre de masse à ionisation secondaire (SIMS). Ce détecteur permet de suivre en temps réel les espèces gravées durant la gravure. Ceci permet d'arrêter la gravure de manière précise lorsque le platine est entièrement gravé et que l'on atteint la couche d'alumine qui est protégée par le masque des croix en titane. L'étape se termine par une gravure chimique sélective, qui va retirer l'alumine et le cobalt restant sur l'échantillon.

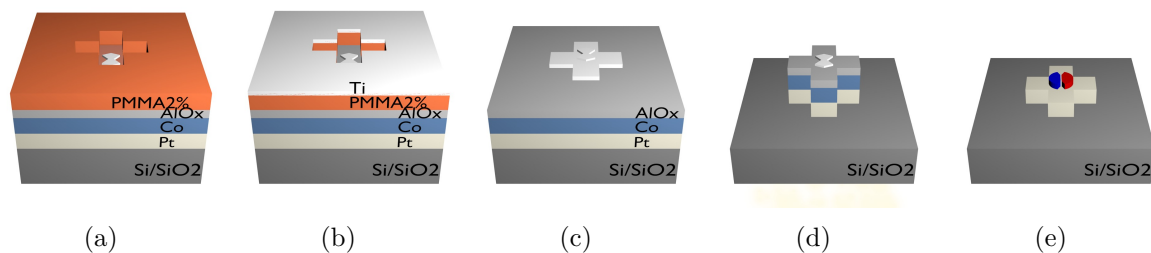


FIGURE 2.20 – **Définition des croix de Hall** (a) Échantillon, après étalement de la résine, insolation et développement (b) Dépôt métallique (c) Lift-off (d) Gravure physique (e) Gravure chimique

#### 2.4.4 Définition des contacts métalliques

Cette dernière étape est la plus simple et la moins critique, la tolérance du ré-alignements étant grande de l'ordre de plusieurs microns. Les contacts métalliques sont définis à l'aide des étapes suivantes. De la résine UV5 est étalée, puis insolée en forme de contact et développée. Un empilement de Ti(5 nm)/Au(50 nm)/Ti(10 nm) est déposé sur le substrat et l'échantillon est ensuite soumis à un lift-off. Les dispositifs sont alors prêts à être mesurés.

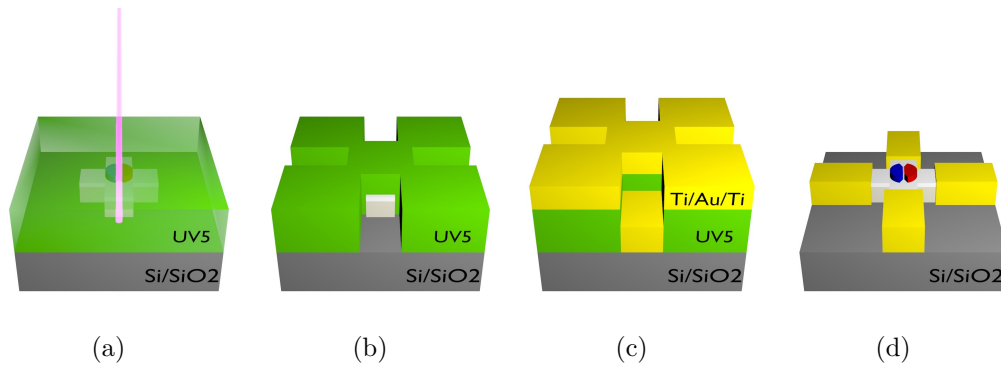


FIGURE 2.21 – **Définition des croix de Hall** (a) Étalement de la résine puis insolation (b) Développement (c) Dépôt métallique (d) Lift-off

### 2.4.5 Mise en place du dispositif

Une fois la structuration terminée, le substrat a en surface une matrice carrée de dispositifs, espacés de 1,5 mm dans chaque direction. Les dispositifs sont observés à l'aide d'un microscope électronique à balayage (MEB). Un dispositif ne présentant pas de défaut visible en imagerie électronique et optique est choisi pour les expériences. Ci-dessous, une image MEB d'une constriction fonctionnelle.

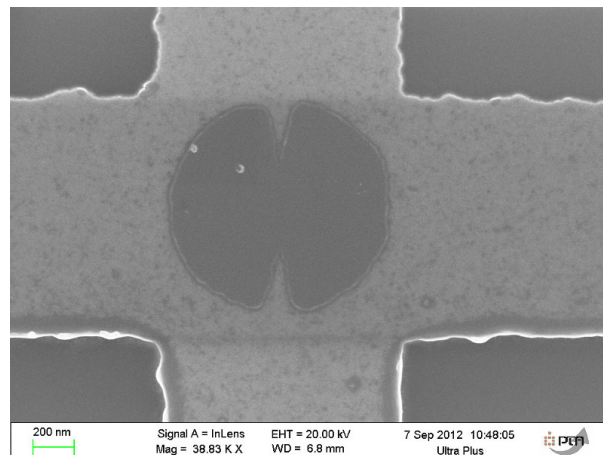


FIGURE 2.22 – Image d'un dispositif pris au microscope électronique à balayage. La constriction est bien placée au centre de la croix et ne présente pas de défaut, ce dispositif est utilisable pour des mesures.

Le substrat est clivé afin de séparer les dispositifs. Le dispositif est fixé sur un support grâce à de la laque d'argent. Le support permet de relier les contacts micrométriques du dispositif à des contacts millimétriques, aux quels sont soudés les câbles de connexions. La connexion entre un contact micrométrique et un contact millimétrique se fait à l'aide d'une micro-soudeuse, qui permet de souder un fil d'aluminium sur les deux contacts. Ci-dessous, une photo d'un dispositif fixé sur le support :

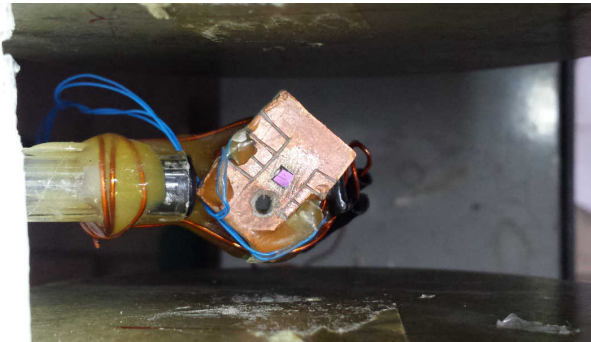


FIGURE 2.23 – Photo d'un dispositif fixé sur le support pour la mesure. Les fils partant du morceau de substrat sont en aluminium et permettent le contact entre les fils électriques standards et le dispositif.

La bobine perpendiculaire est directement fixée sous le support pour être le plus proche possible du dispositif et ainsi assurer que le dispositif soit soumis à un champ magnétique homogène. Le tout est ensuite placé dans l'entrefer de la bobine planaire à l'aide du support, comme illustré dans la photo ci-dessous :

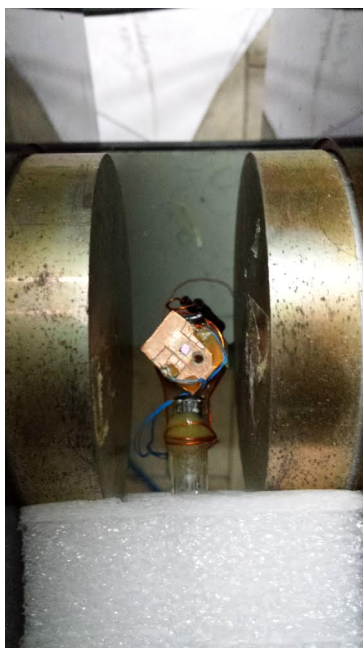


FIGURE 2.24 – Photo d'un dispositif prêt à être mesuré dans l'entrefer de la bobine générant le champ planaire.

## 2.5 Extraction de l'équivalence et effets parasites

L'obtention des courbes brutes n'est qu'une première étape avant la courbe finale. Toutes les contributions citées précédemment viennent parasiter le signal. Dans cette partie, j'illustre la technique de correction par les mesures faites dans les états saturés. Une fois les courbes corrigées des effets parasites, les équivalences peuvent être extraites. Il faut s'assurer que la mesure s'est déroulée dans de bonnes conditions, c'est à dire une

paroi stable et un angle radial aussi proche de  $0^\circ$  que possible, autrement la mesure n'est pas valable.

### 2.5.1 Exemple de mesures et traitement des données

Dans un cas simple, la paroi a un mouvement majoritairement en phase avec le courant et le champ. Le signal se situe donc essentiellement dans la partie réelle de la première harmonique à  $10\text{ Hz}$ , ce cas se présente lorsque le courant est injecté au travers de la paroi. Une mesure type du cas favorable est visible dans la figure ci-dessous, le signal est fort et l'équivalence est claire. La figure représente l'amplitude de variation de la résistance à la fréquence de la première harmonique, à savoir  $10\text{ Hz}$ .

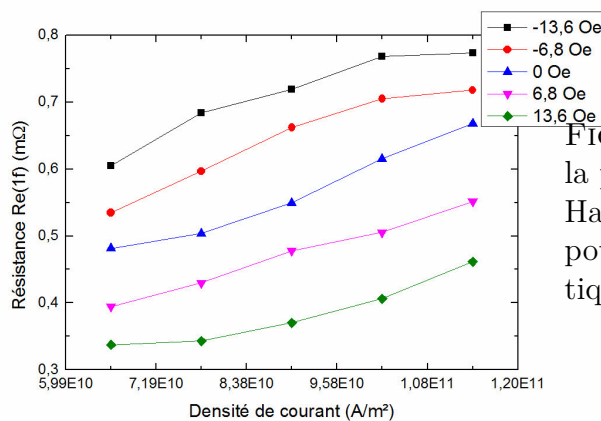


FIGURE 2.25 – Amplitude de variation de la première harmonique de la résistance de Hall en fonction de la densité de courant pour différentes valeurs de champs magnétiques perpendiculaires oscillants appliqués.

La recherche de l'équivalence se fait en décalant les courbes, la valeur du décalage est en fait une valeur en  $A.m^2/Oe$  et représente l'inverse d'une équivalence. Lorsque les courbes se superposent alors le décalage donne la valeur de l'équivalence. La figure ci-dessous est la même que la figure 2.25 précédente mais avec le décalage correspondant à la meilleure superposition des courbes possible, ce qui donne l'équivalence.

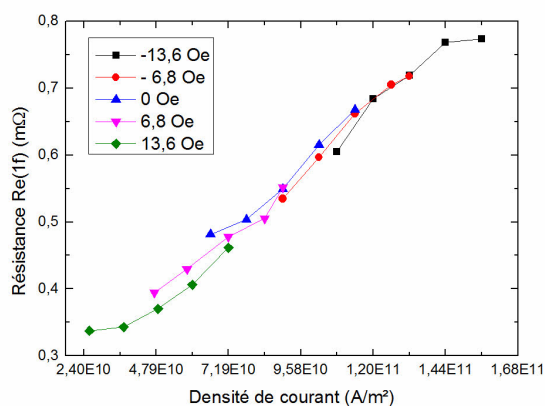


FIGURE 2.26 – Amplitude de variation de la première harmonique de la résistance de Hall en fonction de la densité de courant, avec une équivalence de  $-3,22.10^{-10}\text{ Oe}/A.m^2$ .

La mesure, illustrée en 2.26, présente plusieurs caractéristiques : une équivalence de  $-3,22 \cdot 10^{-10} \text{ Oe}/\text{A.m}^2$  et toutes les courbes ne se superposent pas parfaitement. Ces imperfections peuvent être attribuées à la mesure. Une façon de vérifier cette valeur de l'équivalence est d'étudier la partie imaginaire de la première harmonique (Fig. 2.27).

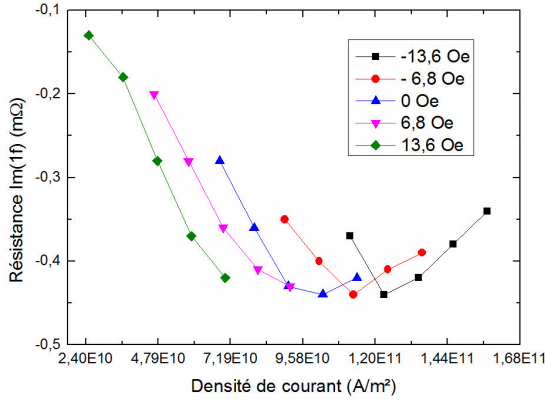


FIGURE 2.27 – Amplitude de variation de la partie en quadrature de phase de la première harmonique de la résistance de Hall en fonction de la densité de courant, avec un décalage correspondant à une équivalence test de  $-3,22 \cdot 10^{-10} \text{ Oe}/\text{A.m}^2$ .

Le décalage des courbes induit par le champ magnétique est différent dans le cas de la partie en phase et correspond à une équivalence de  $-6,65 \cdot 10^{-10} \text{ Oe}/\text{A.m}^2$  :

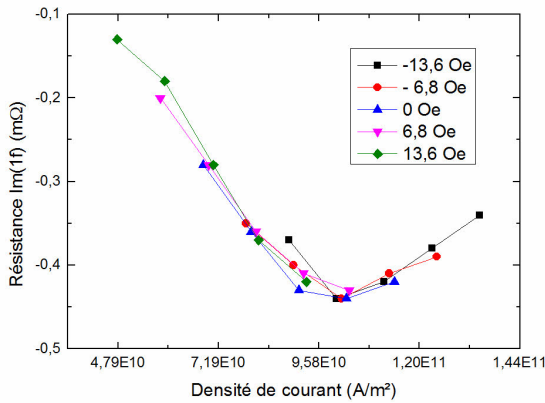


FIGURE 2.28 – Amplitude de variation de la partie en quadrature de phase de la première harmonique de la résistance de Hall en fonction de la densité de courant, avec un décalage correspondant à une équivalence de  $-6,65 \cdot 10^{-10} \text{ Oe}/\text{A.m}^2$ .

La partie en phase et la partie en quadrature de phase donnent donc deux équivalences différentes, ce qui prouve la présence d'effets parasites non négligeables. Pour extraire la contribution due uniquement à l'effet des couples SOT et STT, il est donc nécessaire d'identifier ces effets parasites et de les soustraire.

Si les harmoniques présentent toute la même équivalence alors nous pouvons être sûrs que cette équivalence est la bonne, car il n'y a que les mouvements de paroi qui puissent être détectables à toutes les harmoniques.

### 2.5.2 Contributions des domaines

La caractérisation de l'échantillon dans ses deux états saturés permet de mettre en évidence que les domaines donnent une forte contribution au signal. Les courbes 2.29(a), 2.29(b) montrent que les domaines produisent un signal de l'ordre de  $-1,22 \Omega/mA$ . En comparaison, le signal de paroi correspondant à ce même point de mesure est de  $-3,58 \Omega/mA$ .

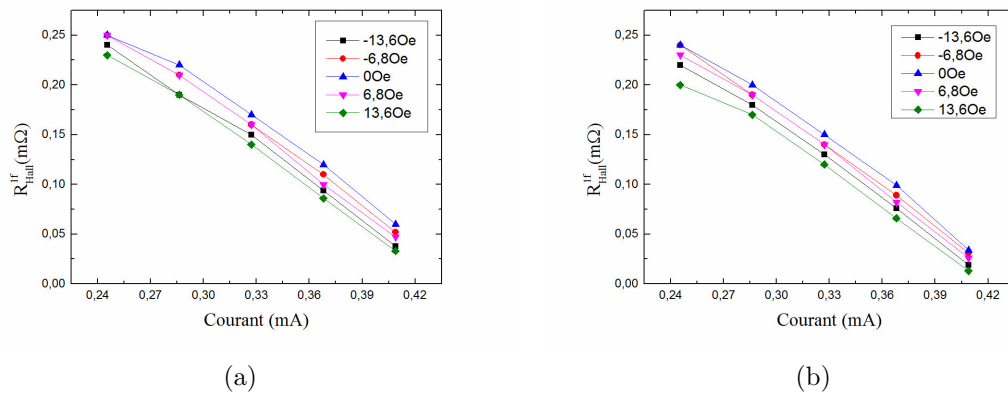


FIGURE 2.29 – Mesure de la première harmonique du signal de résistance (a) L'échantillon est saturé en état de résistance haute. (b) L'échantillon saturé en état de résistance basse.

On peut voir que les courbes sont décalées verticalement en fonction de l'amplitude du champ magnétique perpendiculaire appliqué, ce décalage pouvant être attribuable à l'effet Hall normal. Le décalage vertical est de  $1,58 \cdot 10^{-6} \Omega.Oe$ . Cependant, la mesure de l'effet Hall en pleine plaque et sur l'échantillon saturé donne des valeurs proches de  $1 \cdot 10^{-5} \Omega.Oe$ .

La figure 2.30 montrent les signaux de la paroi et des domaines. Comme on peut le voir, la contribution des domaines n'est pas négligeable. De plus, la contribution des domaines changent en fonction du champ planaire. Par exemple, la pente augmente avec le champ, ce qui est attribuable aux couples que le courant exerce sur les domaines. Ces couples ne sont mesurables que si l'aimantation a une composante planaire. Donc, à mesure que le champ planaire augmente, ces couples augmentent.



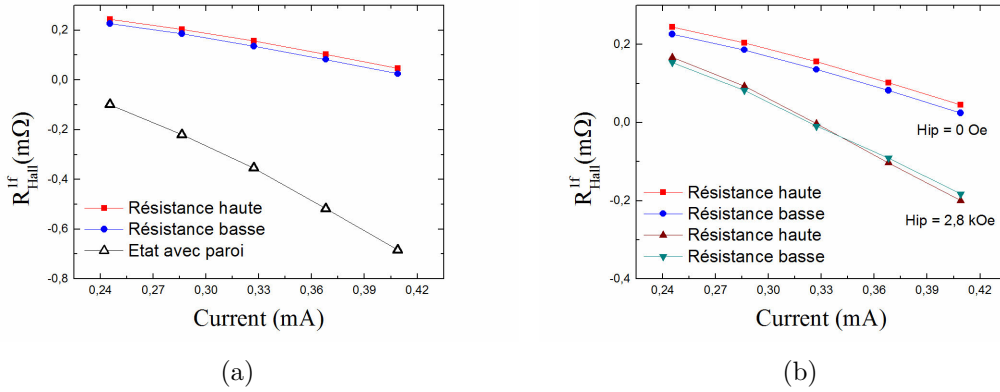


FIGURE 2.30 – **Signaux de la première harmonique de la résistance de l'échantillon** (a) Signal avec paroi, sans paroi en résistance haute et sans paroi en résistance basse. (b) Signal sans paroi en résistance haute et sans paroi en résistance basse, avec un fort champ magnétique planaire.

Pour s'affranchir du signal des domaines, leur contribution est tout simplement retirée du signal total. Pour chaque configuration, il faut donc mesurer le signal que produit l'échantillon dans les deux états saturés et retirer leur moyenne au signal avec paroi, comme illustré par la formule ci-dessous :

$$R_{DW}^{nf} = R_{Brut}^{nf} - \frac{1}{2}R_{+}^{nf} - \frac{1}{2}R_{-}^{nf} \quad (2.15)$$

avec  $R_{Brut}^{nf}$  l'amplitude de variation de la  $n^{ième}$  harmonique de la résistance de Hall extraordinaire du signal avec paroi,  $R_{+}^{nf}$  l'amplitude de variation de la  $n^{ième}$  harmonique de la résistance de Hall du signal dans l'état de résistance haute et  $R_{-}^{nf}$  l'amplitude de variation de la  $n^{ième}$  harmonique de la résistance de Hall du signal dans l'état de résistance basse. En réalité, cette correction ne permet de retirer que les contributions qui ont une dépendance impaire avec l'aimantation perpendiculaire ou les effets qui ne dépendent pas de l'aimantation. Dans certains cas, il reste une contribution non-identifié que, nous attribuons à l'effet Nernst, qui est dépendant de l'état magnétique du système.

Nous illustrons dans ce qui suit l'efficacité de la méthode de correction. La figure 2.31, montre les harmoniques du signal mesurées avec la contribution des domaines. Les courbes montrent l'amplitude de variation de la résistance en fonction de la densité de courant pour la partie en-phase ou en quadrature de phase d'une harmonique.

Si l'équivalence est faite à partir de la partie en-phase de la première harmonique, et ne correspond que pour celle-ci, elle est peu fiable. Le désaccord entre les harmoniques est observable Fig. 2.31 :



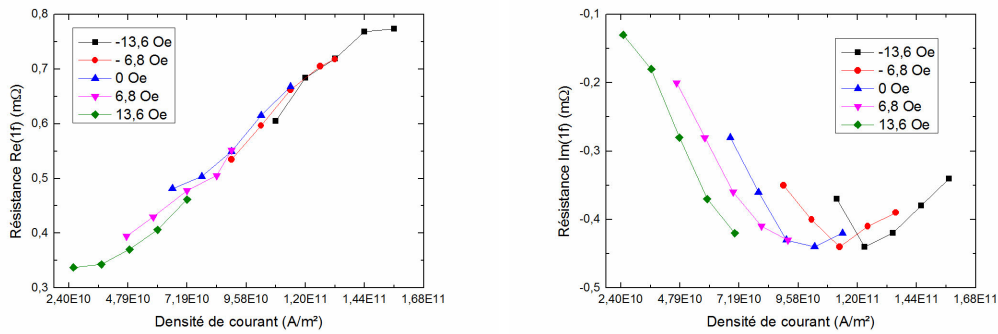


FIGURE 2.31 – Harmoniques de la résistance de l'échantillon avec paroi, avec l'équivalence faite sur la partie en-phase de la première harmonique de la résistance. À gauche, la partie en-phase de la première harmonique et à droite la partie en quadrature de phase de la première harmonique.

La courbe dite « bruit de paroi » correspond à la moyenne des amplitudes de variation dans les intervalles de fréquences qui se situent entre les fréquences 11 Hz et 19 Hz. Si ces mouvements sont dus au courant et au champ perpendiculaire alors cette courbe présentera la même équivalence que les harmoniques de la résistance de Hall et nous permet de disposer d'un indicateur supplémentaire.

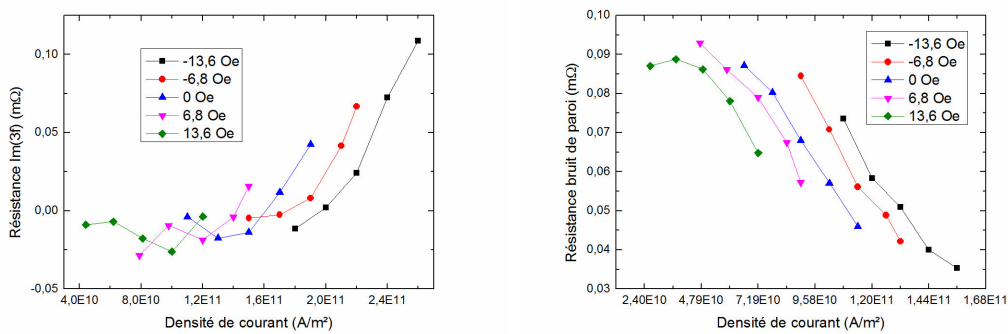


FIGURE 2.32 – Harmoniques du signal de l'échantillon avec paroi, avec l'équivalence faite sur la partie en-phase de la première harmonique de la résistance. À gauche, la partie en-phase de la troisième harmonique, et à droite, le bruit de paroi.

Une fois la soustraction de la contribution des domaines effectuée, nous obtenons les courbes de la figure 2.34 suivante, où toutes les parties en phase et en quadrature présentent la même équivalence. Ce qui confirme que le traitement des données fonctionne.

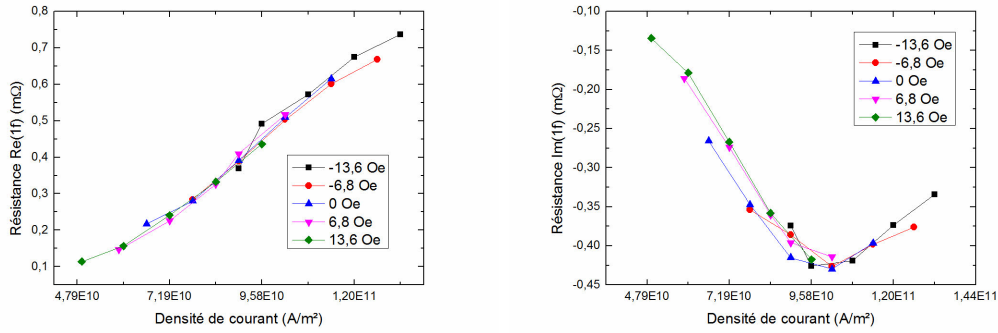


FIGURE 2.33 – Harmoniques du signal de l'échantillon avec paroi sans la contribution des domaines, avec l'équivalence faite sur la partie en-phase de la première harmonique de la résistance. À gauche, la partie en-phase de la première harmonique, et à droite, la partie hors-phase de la première harmonique.

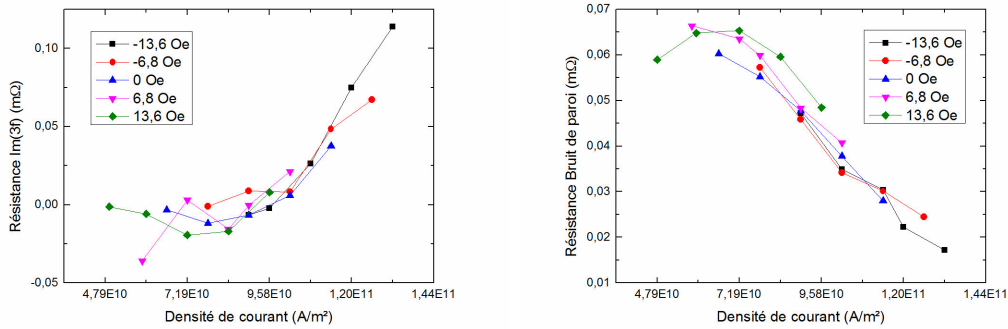


FIGURE 2.34 – Harmoniques du signal de l'échantillon avec paroi sans la contribution des domaines, avec l'équivalence faite sur la partie en-phase de la première harmonique de la résistance. À gauche, la partie hors-phase de la troisième harmonique, et à droite, le bruit de paroi.

### 2.5.3 Courbe brute et courbe corrigée

Une fois la contribution des domaines soustraite, toutes les composantes du signal ont leurs courbes qui se superposent pour la même valeur d'équivalence. Avec ce protocole, nous obtenons une équivalence fiable.

Une observation minutieuse des courbes peut permettre de voir qu'il subsiste un décalage entre la partie réelle et la partie imaginaire de la première harmonique. Nous attribuons ce décalage à l'effet Nernst qui peut exister dans notre échantillon.

Il est d'autant plus important d'appliquer ce protocole que le champ magnétique planaire est fort. En effet, la composante planaire des domaines va aussi générer un signal d'autant plus grand qu'ils ont une composante dans le plan, et c'est le champ planaire qui amène les domaines dans le plan. Dans la figure 2.35, ci-dessous, le lecteur peut voir la force du

courant en unité d'équivalence en fonction du champ planaire, dans le cas où le courant s'écoule au travers de la paroi. Sur cette même figure sont présentés le cas où la correction n'est pas appliquée et le cas où elle est appliquée.

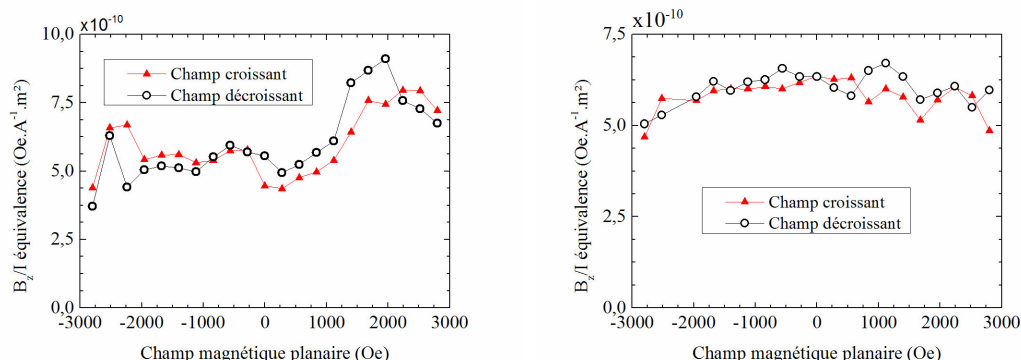


FIGURE 2.35 – Mesures de l'équivalence en fonction du champ magnétique planaire sans et avec correction. La courbe à gauche contient la contribution des domaines, la contribution des domaines a été retirée de la courbe de droite. La nette différence entre les courbes montre l'importance de la correction. Dans les deux mesures, le courant s'écoule au travers de la paroi et le champ planaire est parallèle au courant.

Les courbes corrigées montrent l'importance de la correction du signal venant des domaines. Ce dernier modifie complètement la courbe finale, il augmente la valeur de l'équivalence et ajoute du bruit au signal. Dans la suite, nous adoptons ce protocole pour traiter toutes les courbes.

### Importance de l'angle azimutal

La recherche de la planéité pour les mesures est critique pour plusieurs raisons. Pour la mesure en elle-même, elle détermine la stabilité de la paroi par rapport au courant, champ planaire et perpendiculaire. Si lors de la mesure l'angle planaire est exactement de  $0^\circ$ , la paroi sera très stable et la mesure pourra être effectuée pour des courants et des champs forts. Pour la mesure des états saturés, un angle non nul ajoute une contribution au signal. Si l'angle n'est pas le même lors de la mesure avec paroi, la correction ne sera pas bonne et va ajouter une contribution à la courbe finale. Il faut donc, toujours assurer la planéité de l'échantillon lors de la mesure. C'est une des limites expérimentales du banc de mesure, la précision sur l'angle planaire étant de  $0,5^\circ$ . Il n'a pas été possible de déterminer rigoureusement l'effet des mauvais alignements inhérents à cette limite expérimentale sur l'alignement, seule l'influence sur la stabilité de la paroi a été confirmée. Pour le meilleur angle planaire obtenu, il a été possible d'effectuer des mesures à des champs de 4, 2 kOe.

### Divergence de l'équivalence

L'équivalence exprime le rapport de l'effet sur la paroi du champ magnétique perpendiculaire sur celui du courant. Si l'effet du courant devient trop petit alors l'équivalence

peut artificiellement diverger. Ce cas est observable pour des champs plans forts et une densité de courant faible  $1,9 \times 10^{11} \text{ A.m}^2$ , comme illustré ci-dessous :

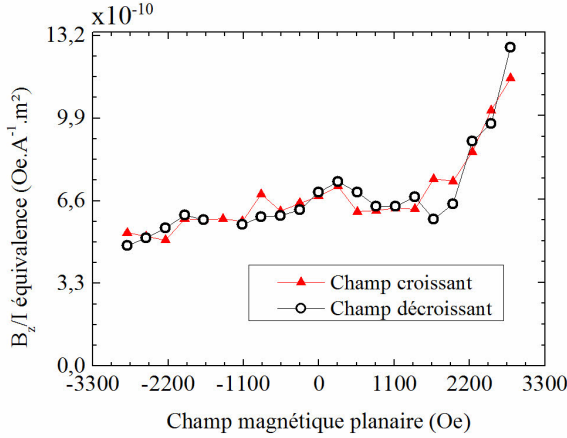


FIGURE 2.36 – Équivalence en fonction du champ magnétique planaire, lorsque le courant est injecté au travers de la paroi et le champ planaire perpendiculaire à la paroi. La courbe est obtenue en mesurant avec un courant faible de  $1,9 \times 10^{11} \text{ A.m}^2$ , la mobilité induite par le courant devient très faible avec le champ qui augmente et l'équivalence qui diverge.

La solution à ce problème est simplement d'augmenter le courant, de cette façon le signal provenant de la paroi sera plus fort et la divergence va disparaître. Ce type de problème se rencontre quand les signaux venant des artefacts sont plus grands que le signal provenant de la paroi.

Dans la figure 2.37, ci-dessous, la courbe représente l'équivalence en fonction du champ planaire lorsque le courant s'écoule au travers de la paroi et que le champ planaire est appliqué perpendiculairement. Le courant est cette fois plus élevé, de  $2,6 \times 10^{11} \text{ A.m}^2$ , la divergence a disparu.

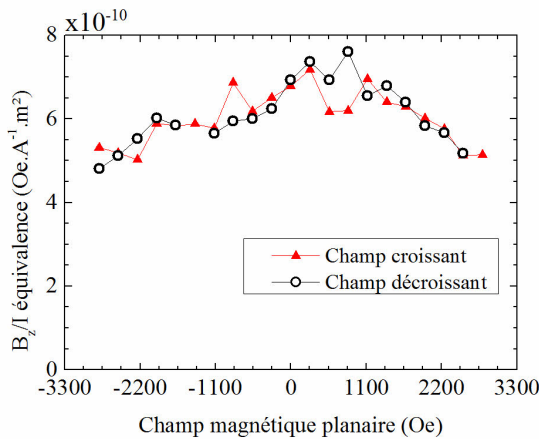


FIGURE 2.37 – Équivalence en fonction du champ magnétique planaire, lorsque le courant est injecté au travers de la paroi et le champ planaire perpendiculaire à la paroi. La courbe est obtenue en mesurant avec un courant de  $2,6 \times 10^{11} \text{ A.m}^2$ , la mobilité induite par le courant reste mesurable et l'équivalence ne diverge plus.

#### 2.5.4 Corrélation entre résistance et équivalence

La mesure est faite en supposant que la paroi reste piégée tout au long de la mesure, sa position est contrôlée grâce à la mesure de la résistance de Hall. Dans la figure 2.38 ci-dessous, la résistance de Hall et l'équivalence sont visibles sur le même graphe et correspondent à la même mesure. La résistance de Hall correspondant à une paroi piégée

est de  $4,4\Omega$ , et d'après la figure 2.38 la paroi n'est dans le site de piégeage que pour un champ planaire compris entre  $-2000\text{Oe}$  et  $600\text{Oe}$ . Ce qui confirme que les valeurs d'équivalences qui se situent en dehors de cette gamme ne correspondent pas à l'effet du courant mais à un artefact tel qu'un déplacement de paroi. Si la paroi reste dans la constriction, la résistance restera constante et égale à la moyenne des résistances des états saturés. Si la résistance de Hall s'éloigne trop de cette moyenne alors la mesure n'est plus valable. En effet, la paroi peut alors être en dehors de la constriction, présenter un angle inconnu ou des domaines ont pu se former dans l'échantillon.

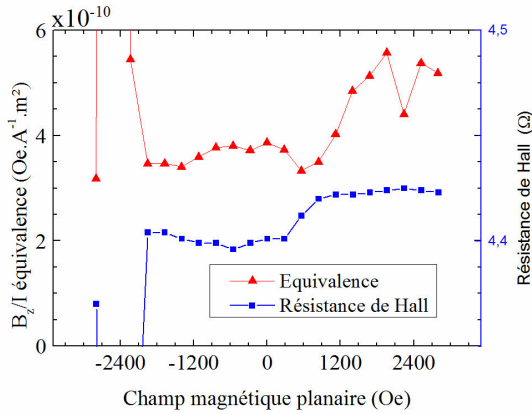


FIGURE 2.38 – Mesures de l'équivalence et de la résistance de l'échantillon en fonction du champ planaire. Le courant est injecté au travers de la paroi. La résistance permet de s'assurer que l'équivalence provient uniquement d'une oscillation de la paroi. Ici, la paroi n'est bien placée que lorsque le champ planaire est faible. Des artefacts apparaissent lorsque le champ planaire devient fort.

## 2.6 Conclusion

Dans ce chapitre, j'ai présenté la technique expérimentale permettant de s'affranchir des difficultés liées aux mesures en régime dynamique. Cette technique de mesure quasi-statique d'une paroi piégée permet de quantifier la force du courant facilement et de s'affranchir de difficultés liées à la modélisation du déplacement thermiquement activés des parois en présence de défauts. Afin de répondre aux problématiques actuelles de la dynamique des parois de domaine, nous avons proposé un nouveau dispositif, améliorant le concept original « Spintorquemeter » introduit par Miron *et al.*. L'objectif sous-jacent était de séparer les contributions des couples STT et SOT ainsi que de caractériser leurs amplitudes, leurs dépendances respectives et d'extraire la valeur du champ effectif liée à l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya qui existe dans ces systèmes. L'évolution de la forme du dispositif, dans lequel la paroi est piégée dans un plot magnétique au centre d'une croix de Hall non-magnétique permet de séparer les différentes contributions des couples STT et SOT. L'application d'un champ magnétique planaire externe permet, en modulant la direction de l'aimantation dans la paroi, de caractériser la dépendance du couple SOT. Lors de la mise place de cette technique de mesure, il faut prendre en compte les bruits et les artefacts, car les déplacements de paroi dans cette expérience restent de très faibles amplitudes. Il faut prendre en compte les signaux provenant des domaines, la contribution des effets thermiques et les artefacts liés à l'utilisation d'un champ magnétique planaire fort. Le critère d'unicité de l'équivalence pour toutes les harmoniques, partie en-phase et en quadrature de phase incluses, permet d'être confiant dans les équivalences obtenues.

Le chapitre suivant exposera les résultats obtenus dans chacune des configurations de mesures possibles, et s'attachera à les comparer dans le cadre du modèle SOT-DMi.



# Chapitre 3

## Résultats et interprétations

### Sommaire

---

<b>3.1 Mesures</b>	<b>76</b>
3.1.1 Référentiel	76
<b>3.2 Modèle DMi-SOT</b>	<b>77</b>
3.2.1 Effet du champ planaire sur la structure de la paroi	77
3.2.2 Expression des couples	78
3.2.3 Position et formes de paroi	79
<b>3.3 Exploitation des résultats</b>	<b>81</b>
3.3.1 Paroi à 0° et champ planaire transversal	81
3.3.2 Paroi à 45° et champ planaire longitudinal	92
3.3.3 Paroi à 0° et champ planaire longitudinal	101
<b>3.4 Conclusion</b>	<b>106</b>

---



Le modèle qui décrit la dynamique des parois de domaines magnétiques sous courant actuel, possède trois grandeurs caractéristiques, la valeur du couple d'amortissement du SOT (DL-SOT, pour *Damping-Like* en anglais), celle du couple non-adiabatique du STT (NA-STT) et la valeur de l'interaction DMi, qui se manifeste sous forme de champ magnétique effectif dans la paroi. (H-DMi)

L'objectif de l'analyse des résultats est d'extraire ces 3 valeurs et de les comparer aux prédictions théoriques ou expériences précédentes effectuées par d'autres groupes. Une des difficultés rencontrées jusqu'à présent dans l'analyse des résultats a été que lors de la mesure de l'effet du courant les contributions des deux couples STT et SOT sont présentes en même temps. Néanmoins, cette difficulté peut en principe être levée grâce à la géométrie en croix de l'échantillon que nous avons conçue et aux dépendances respectives des couples STT et SOT.

Dans ce chapitre, les géométries seront traitées par groupe de deux, seule la direction du courant changeant d'une courbe à l'autre. De cette façon, la structure de la paroi varie de la même façon d'une courbe à l'autre.

## 3.1 Mesures

Les contributions des couples NA-STT et DL-SOT à l'équivalence dépendent des directions relatives du champ magnétique planaire, du courant et de l'aimantation au centre de la paroi. La direction de l'aimantation au centre de la paroi dépend de la force et de la direction du champ magnétique planaire. Ses variations seront donc différentes d'une configuration à l'autre, ce qui changera la dépendance du couple DL-SOT. Le couple NA-STT quant à lui ne dépend que de l'angle entre la paroi et le courant et est constant quel que soit la valeur du champ planaire.

### 3.1.1 Référentiel

La forme du dispositif permet d'injecter le courant dans deux directions et le champ magnétique planaire peut être appliqué selon n'importe quelle direction. De plus, certains échantillons présentent des constriction inclinées avec un angle donné. Une configuration de mesure est déterminée par ces trois angles. Nous définissons un référentiel qui permet de décrire toute configuration possible en fonction de ces trois angles. La branche la plus longue de la croix de Hall est prise comme l'axe longitudinal (axe des  $y$ ) et comme référence. Un dispositif avec le référentiel associé est illustré ci-dessous :

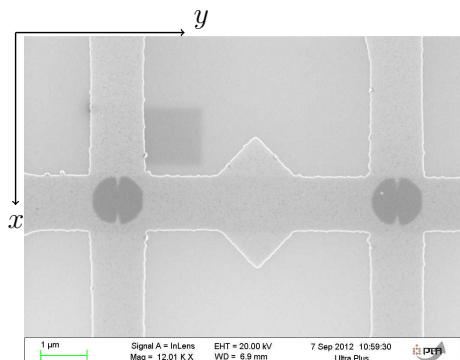


FIGURE 3.1 – Image MEB d’un dispositif, le dispositif est un assemblage de deux croix de Hall et la piste la plus longue sert de référence pour l’axe des  $x$ .

De même, les sites de piégeage n’ont pas tous la même orientation. Nous définissons l’angle que fait le courant avec notre axe  $x$  par  $\alpha$  et celui du champ planaire par  $\beta$ . Nous obtenons donc le repère suivant, illustré à l’aide d’un dispositif où la constriction est inclinée à  $45^\circ$  :

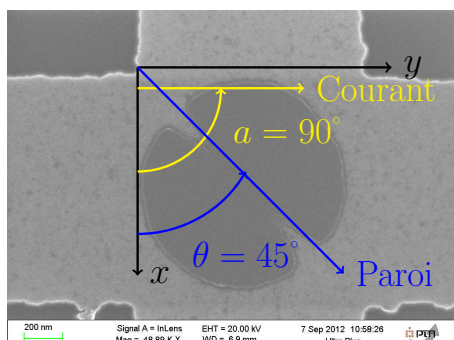


FIGURE 3.2 – Image MEB d’un dispositif avec une constriction inclinée de  $45^\circ$ , avec le référentiel utilisé pour le courant, l’aimantation et la paroi.

## 3.2 Modèle DMi-SOT

### 3.2.1 Effet du champ planaire sur la structure de la paroi

Le champ planaire est utilisé pour modifier la direction de l’aimantation dans la paroi, et l’intensité des couples SOT dépendent de cette direction. La direction que fait l’aimantation au centre de la paroi par rapport à l’axe des  $x$  est décrite par l’angle  $\psi$ . Nous supposons que l’aimantation est maintenue par le champ effectif  $H_{DMi}$ . Le référentiel suivant est utilisé :

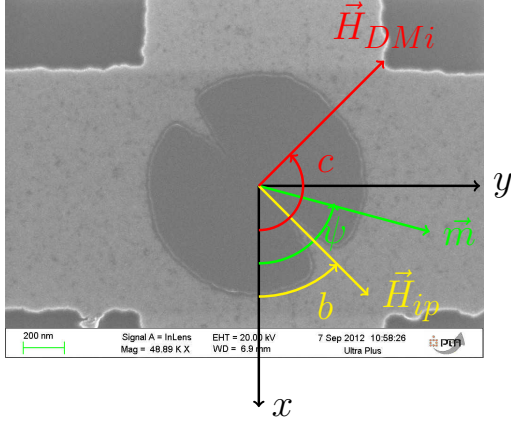


FIGURE 3.3 – Illustration du référentiel utilisé pour exprimer l'angle de l'aimantation à l'intérieur de la paroi en fonction du champ planaire et du champ effectif  $\vec{H}_{DMi}$ .

Le champ planaire et le champ effectif DMI s'écrivent dans ce référentiel de la façon suivante :

$$\vec{H}_{ip} = \cos b \vec{u}_x + \sin b \vec{u}_y \quad (3.1)$$

$$\vec{H}_{DMi} = \cos c \vec{u}_x + \sin c \vec{u}_y \quad (3.2)$$

Nous obtenons de ces champs l'expression de l'angle  $\psi$  :

$$\tan \psi = \frac{H_{ip} \sin b + H_{DMi} \sin c}{H_{ip} \cos b + H_{DMi} \cos c} \quad (3.3)$$

En réalité, l'arc-tangente ne décrit les angles que sur  $[-\pi/2; \pi/2]$ , et il est nécessaire de pouvoir décrire les angles sur l'intégralité du cercle trigonométrique. Ainsi, l'expression de l'angle dépendra des valeurs des champs effectifs selon les axes  $x$  et  $y$ ,  $H_x$  et  $H_y$ . Ces champs sont définis de la façon suivante :

$$H_x = H_{ip} \sin b + H_{DMi} \sin c \quad (3.4)$$

$$H_y = H_{ip} \cos b + H_{DMi} \cos c \quad (3.5)$$

En fonction de leurs valeurs, on définit l'angle de la façon suivante :

$$\text{Si } H_x \geq 0 \text{ et } H_y \geq 0 \text{ alors } \psi = \tan^{-1}(H_y/H_x) \quad (3.6)$$

$$\text{Si } H_x < 0 \text{ et } H_y \geq 0 \text{ alors } \psi = \pi - \tan^{-1}(-H_y/H_x) \quad (3.7)$$

$$\text{Si } H_x < 0 \text{ et } H_y < 0 \text{ alors } \psi = \pi + \tan^{-1}(H_y/H_x) \quad (3.8)$$

$$\text{Si } H_x \geq 0 \text{ et } H_y < 0 \text{ alors } \psi = 2\pi - \tan^{-1}(-H_y/H_x) \quad (3.9)$$

Avec ces expressions pour l'angle  $\psi$ , ce dernier est défini de  $0^\circ$  à  $360^\circ$ .

### 3.2.2 Expression des couples

Les valeurs des couples dépendent respectivement, de l'angle entre le courant et la paroi pour le couple NA-STT et de l'angle entre le courant et l'aimantation pour le couple DL-SOT. Pour déterminer ces valeurs, il faut connaître les expressions des couples

en fonction des directions des champs et du courant. Nous utilisons le référentiel suivant pour exprimer leurs dépendances :

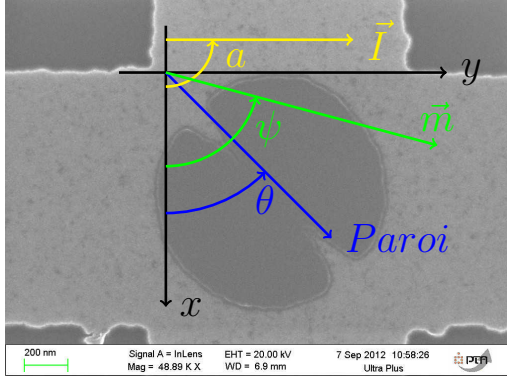


FIGURE 3.4 – Illustration du référentiel utilisé pour exprimer l'intensité des couples en fonction de la direction du courant  $\vec{I}$ , de l'angle de la paroi  $\theta$  et de l'angle de l'aimantation au milieu de la paroi  $\psi$ .

Notre expérience permet de déterminer la composante suivante  $z$  des champs effectifs qui correspondent à ces couples. Notre équivalence  $\epsilon$  dépend donc de ces deux champs effectifs, le champ effectif du couple d'amortissement du SOT et le champ effectif du couple non-adiabatique du STT, de la façon suivante :

$$\epsilon = H_{DL} + H_{NA} \quad (3.10)$$

avec

$$H_{DL} = SOT \cos(\psi - a)$$

$$H_{NA} = STT \cos(\theta - a)$$

Ces expressions permettent d'extraire à partir des courbes expérimentales les amplitudes des deux champs effectifs.

### 3.2.3 Position et formes de paroi

Le modèle utilisé est fait pour décrire les résultats dans le cas où la paroi est droite et parfaitement piégée. En réalité, il est nécessaire d'évaluer quel serait l'impact d'une paroi déformée sur la mesure de l'équivalence. Il existe deux formes possibles, une inclinaison de la paroi ou une paroi en forme de zigzag.

#### Inclinaison de la paroi

La déformation la plus simple que la paroi peut effectuer est une rotation. Si la paroi présente une rotation, son aimantation ne tournera pas de la même façon sous l'effet d'un champ. Nous illustrons ci-dessous l'évolution attendue de l'angle de l'aimantation de la paroi pour des rotations de paroi de  $-15^\circ$ ,  $0^\circ$  et  $15^\circ$  :

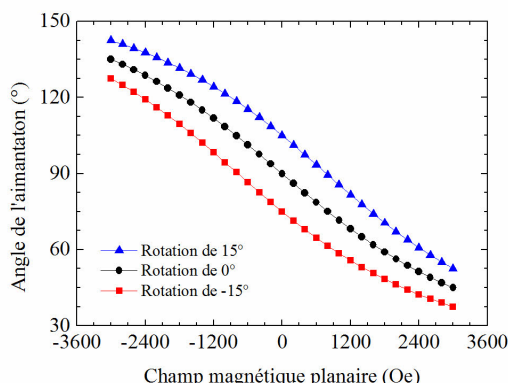


FIGURE 3.5 – Dépendance de l'angle de l'aimantation en fonction du champ magnétique planaire pour des parois ayant des rotations de  $-15^\circ$ ,  $0^\circ$  et  $15^\circ$ .

L'inclinaison de la paroi va décaler en champ magnétique planaire la variation de l'angle de l'aimantation de la paroi. Ce phénomène peut amener à sous-estimer ou surestimer l'effet du courant.

La rotation de la paroi présente deux caractéristiques significatives : l'allongement de la paroi et une diminution de sa stabilité. En effet, la paroi doit se détacher d'un des bords. Une fois détachée, la paroi va réduire sa longueur pour réduire son énergie : elle peut soit réduire son angle soit s'annihiler sur un bord comme illustré ci-dessous :

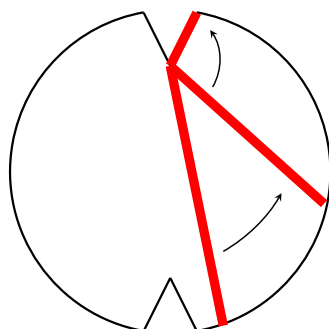


FIGURE 3.6 – Illustration de la déformation de paroi sous forme de rotation, en rouge, et son annihilation. La paroi minimise son énergie en réduisant sa longueur, ce qui conduit à sa disparition en suivant un bord.

En conséquence, la paroi ne peut pas présenter une rotation trop importante sans que sa stabilité soit remise en cause. Ce phénomène, ne pourra donc pas expliquer des écarts aux courbes théoriques trop importants. Expérimentalement, nous n'observons jamais de positions stables pour des résistances loin de la résistance moyenne (correspondant à la moyenne de l'état de résistance forte et de l'état de résistance faible).

### Paroi déformée

Une autre façon de déformer la paroi sans qu'elle se décroche des bords de la constriction est de la faire onduler. En effet, la paroi peut rencontrer des sites de piégeage locaux forts, aux quels elle va s'accrocher. Ci-dessous, une illustration d'une paroi en zigzag avec les sites de piégeage qui la déforme :

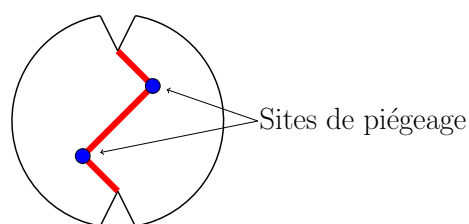


FIGURE 3.7 – Illustration d’une paroi déformée en zigzag par des sites de piégeage.

Des parois de ce type vont donner des signaux qui seront en réalité des mélanges de signaux de paroi inclinées. Une paroi qui est formée de plusieurs zigzags est équivalente à une paroi ayant un seul zigzag, dont l’angle sera la moyenne des angles (cf Fig. 3.8).

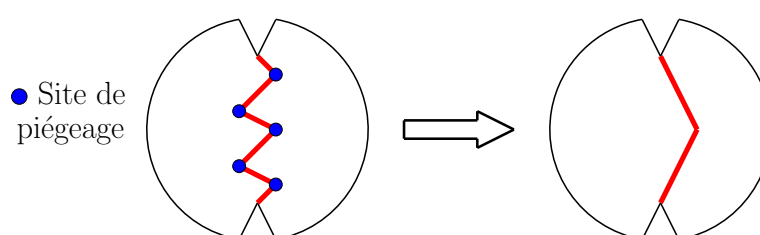


FIGURE 3.8 – Illustration de l’approximation d’une paroi composée de plusieurs zigzags en une paroi ne comportant qu’un seul zigzag.

Dans la suite, l’appellation paroi en zigzag fera toujours référence à une paroi composée d’un seul zigzag. Ces parois seront caractérisées par un angle, cet angle sera celui des deux branches par rapport à la position normale, comme illustré ci-dessous :

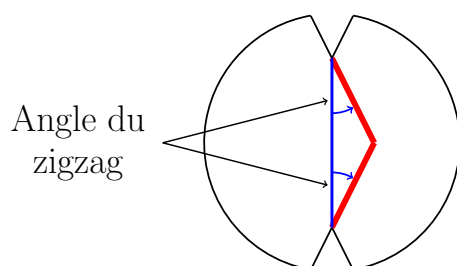


FIGURE 3.9 – Illustration de la convention utilisée pour les parois en zigzag

## 3.3 Exploitation des résultats

### 3.3.1 Paroi à $0^\circ$ et champ planaire transversal

Dans cette configuration, le champ est appliqué perpendiculairement à la direction de l’aimantation au cœur de la paroi et va donc moduler l’aimantation dans la paroi. Ci-dessous, une représentation de la géométrie de la mesure :

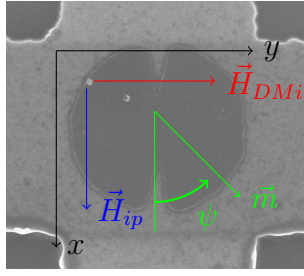


FIGURE 3.10 – Configuration de la mesure, le champ magnétique planaire est appliqué le long de la paroi.

Nous obtenons dans cette configuration l'expression suivante pour l'angle  $\psi$  :

$$\tan\left(\psi - \frac{\pi}{2}\right) = \frac{H_{ip}}{H_{DMi}} \quad (3.11)$$

Dans notre référentiel, nous attendons donc la dépendance suivante :

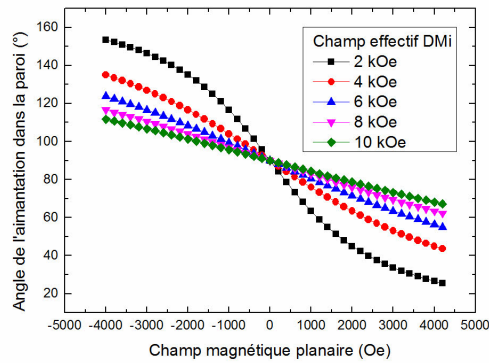


FIGURE 3.11 – Illustration de la dépendance de l'angle de l'aimantation à l'intérieur de la paroi, en fonction du champ magnétique planaire pour plusieurs valeurs de champ effectif DMi.

Les courbes d'équivalence vont donc présenter une dépendance en fonction de la valeur du champ planaire due à la variation du champ effectif d'amortissement du SOT.

### Courant injecté à travers la paroi

Dans cette configuration de mesure, le signal provenant de la paroi est extrêmement fort. Les parties en-phase et en quadrature de phase de toutes les harmoniques présentent un signal provenant de la paroi.

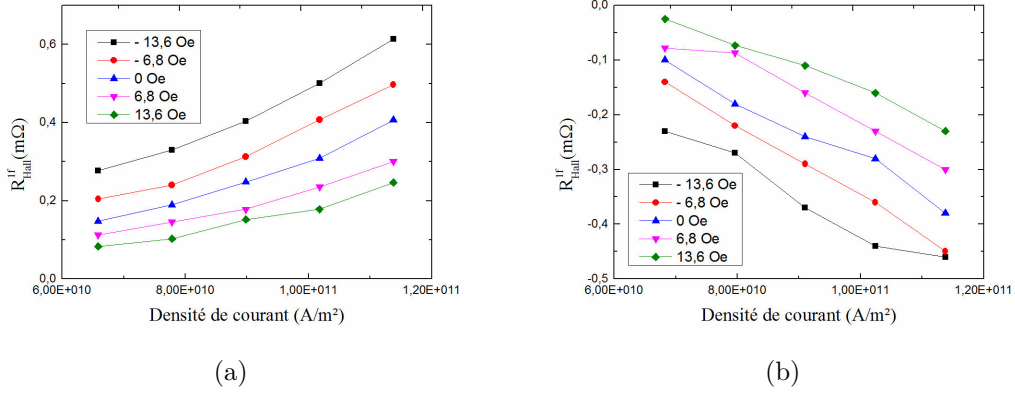


FIGURE 3.12 – Amplitude de variation de (a) la partie en-phase et en quadrature de phase (b) en quadrature de phase de la première harmonique de la résistance de Hall en fonction de la densité de courant, pour un champ planaire de 840 Oe.

L'équivalence  $\epsilon$  est recherchée sur toutes les harmoniques en même temps résultant en une valeur  $\epsilon = -5,75 \times 10^{-10}$  Oe/A.m² (cf Fig. 3.13).

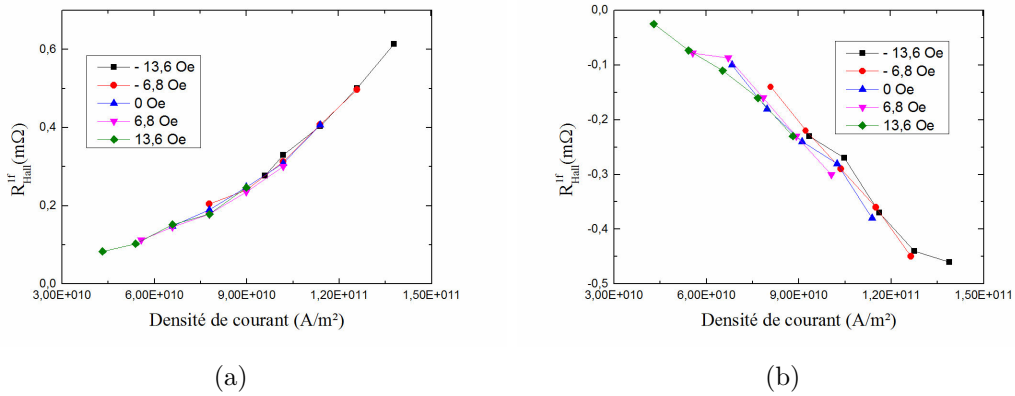


FIGURE 3.13 – Amplitude de variation de la partie en-phase (a) et en quadrature de phase (b) de la première harmonique de la résistance de Hall en fonction de la densité de courant, pour un champ planaire de 840 Oe et une équivalence de  $-5,75 \times 10^{-10}$  Oe/A.m².

Les parties en-phase et en quadrature de phase présente une légère différence que nous attribuons à l'effet Nernst anormal, dont l'amplitude reste faible par rapport au signal provenant du déplacement de la paroi. Il est possible de quantifier cet effet Nernst et par la même occasion de confirmer sa présence. Pour cela, nous appliquons une correction linéaire à la partie en-phase, jusqu'à ce que l'équivalence soit la même que celle de la partie en quadrature de phase. Ci-dessous, la dépendance de la correction linéaire en fonction du champ planaire :



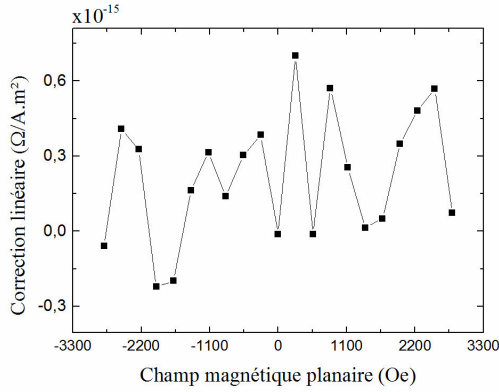


FIGURE 3.14 – Correction linéaire de la partie en-phase en fonction du champ magnétique planaire, pour obtenir la même équivalence que celle de la partie en quadrature de phase .

La correction linéaire est très bruitée. Si l'effet Nernst anormal est présent, il n'est pas assez fort pour donner une contribution significative. La valeur médiane de la courbe est de  $2,55 \times 10^{-16} \Omega/A.m^2$ . Étant donnée cette faible amplitude, nous pouvons négliger cet effet pour cette configuration de mesure.

La mesure s'est déroulée en deux séries de mesure. Une première série a été effectuée avec des densités de courant entre  $0,66 \times 10^{11}$  et  $1,14 \times 10^{11}$  A/m<sup>2</sup>. Dans cette série, deux parois ont été mesurées. L'équivalence a été mesurée avec la première paroi une fois en champ planaire croissant puis décroissant. Puis l'équivalence a été mesurée deux fois, avec la seconde paroi, en champ planaire croissant puis décroissant.

Lors de ces mesures, les courbes présentaient toutes une divergence à fort champ planaire. Cette divergence est due à la diminution du signal provenant de la paroi par rapport à celui venant des artefacts, comme expliqué dans le chapitre précédent 2.5.3. Une deuxième série de mesure a donc été effectuée pour les champs planaires entre 1,2 kOe et 3 kOe mais cette fois avec des densités de courant comprises entre  $1,14 \times 10^{11}$  et  $1,56 \times 10^{11}$  A/m<sup>2</sup>. La courbe finale est un assemblage des deux courbes, visibles ci-dessous :

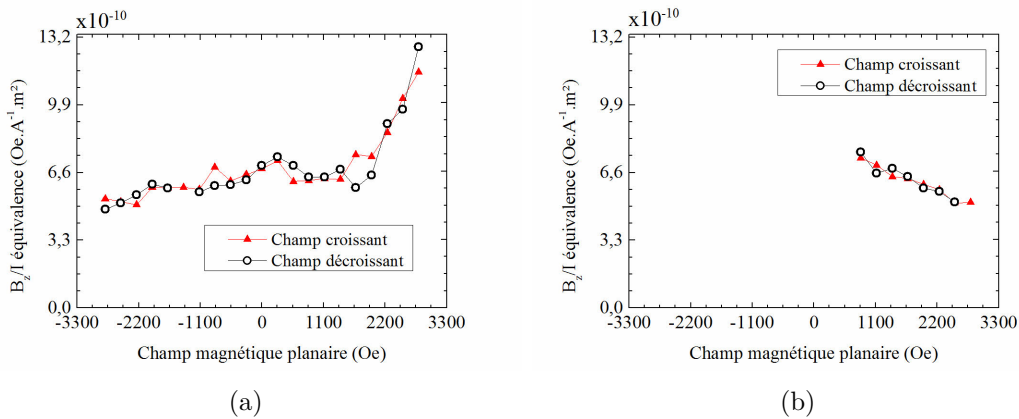


FIGURE 3.15 – **Mesure de l'équivalence en fonction d'un champ magnétique planaire.** (a) Mesure effectuée avec une densité de courant comprise entre  $0,66 \times 10^{11}$  et  $1,14 \times 10^{11}$  A/m<sup>2</sup> (b) Mesure effectuée avec une densité de courant comprise entre  $1,14 \times 10^{11}$  et  $1,56 \times 10^{11}$  A/m<sup>2</sup>.

La dépendance de l'équivalence ne peut être étudiée que si la paroi reste dans la même position au cours de la mesure. Un changement de position de la paroi se traduit par une variation de la valeur moyenne de la résistance de Hall. Il est donc nécessaire de vérifier que les variations de l'équivalence ne sont pas liées à des variations de la résistance. Les dépendances de la résistance de Hall en fonction du champ magnétique planaire pour les deux densités de courant sont visibles ci-dessous :

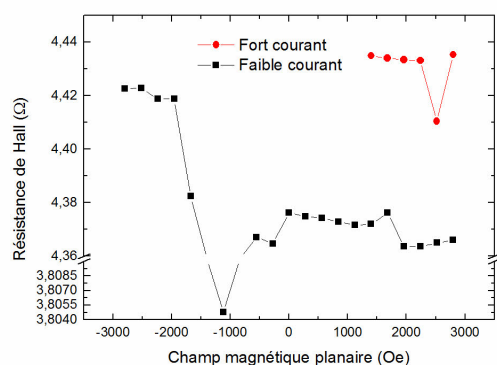


FIGURE 3.16 – Résistance de Hall en fonction du champ magnétique planaire. En rouge, la mesure effectuée avec une densité de courant comprise entre  $0,66 \times 10^{11}$  et  $1,14 \times 10^{11}$  A/m<sup>2</sup>. En noir, la mesure effectuée avec une densité de courant comprise entre  $1,14 \times 10^{11}$  et  $1,56 \times 10^{11}$  A/m<sup>2</sup>.

L'amplitude maximale de variation de la résistance de Hall est de 437 m Ω, cette valeur nous permet d'estimer l'importance de la variation de position de la paroi dans le plot. Sur la mesure faite avec les plus faibles densités de courant, la résistance varie entre 4,425 Ω et 4,362 Ω, soit une variation de 63 mΩ, ce qui représente 14,4% de variation. Cette variation relative est très importante et pourtant ne provoque pas de variation visible de l'équivalence, l'équivalence est robuste par rapport à la position de la paroi. Dans les deux cas, les sauts de résistance ne coïncident pas à des sauts dans l'équivalence. La dépendance de l'équivalence en fonction du champ magnétique planaire est représentée ci-dessous :

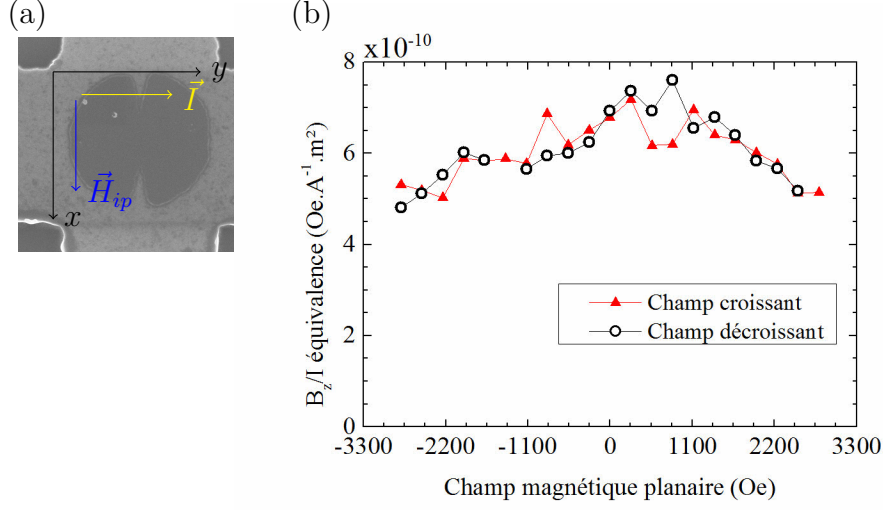


FIGURE 3.17 – **Mesure de l'équivalence en fonction d'un champ magnétique planaire.** (a) Configuration de la mesure. Le courant s'écoule au travers de la paroi et le champ magnétique planaire est appliqué le long de la paroi. (b) Mesure de l'équivalence champ/courant en fonction du champ magnétique planaire.

**Nernst** La courbe est qualitativement en accord avec le modèle, elle présente une dépendance paire par rapport au champ magnétique planaire et est décroissante avec l'amplitude du champ magnétique planaire. Il est donc possible de tester le modèle sur cette courbe.

Dans cette configuration de mesure, les couples non-adiabatiques du STT et le couple d'amortissement du SOT exercés par le courant sur la paroi prennent les formes suivantes :

$$H_{DL} = SOT \cos \left( \arctan \frac{H_{ip}}{H_{DMi}} - a \right) \quad (3.12)$$

$$H_{NA} = STT \cos(\theta - a) \quad (3.13)$$

avec  $a$  l'angle du courant dans notre référentiel. Nous utilisons l'expression suivante de l'équivalence  $\epsilon$  pour cette première courbe :

$$\epsilon(H_{ip}) = STT + SOT \cos \left( \arctan \frac{H_{ip}}{H_{DMi}} \right) \quad (3.14)$$

L'ajustement effectué à l'aide de cette équation est visible dans la figure ci-dessous :

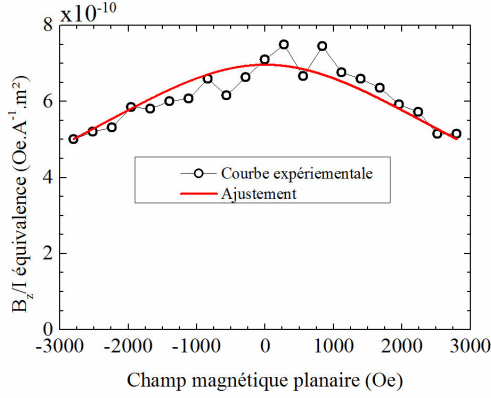


FIGURE 3.18 – Ajustement du modèle sur les données expérimentales. Le courant s'écoule au travers de la paroi et le champ magnétique planaire est appliqué le long de la paroi.

L'ajustement donne les valeurs suivantes pour les couples SOT, STT et le champ DMi :

NA-STT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ )	DL-SOT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ )	$H_{DMi}$ (Oe)
$< -1, 17 \pm 8$	$8, 17 \pm 8$	$3300 \pm 2000$

La valeur de la composante SOT est en accord avec des mesures quasi-statique de SOT effectuées sur les domaines effectués par M. Drouard et K. Garello [18, 12], avec  $\epsilon = 7,67.10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$  pour le couple SOT. A noter, que si le couple non-adiabatique est fixé à 0, alors on obtient les valeurs suivantes :

NA-STT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ )	DL-SOT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ )	$H_{DMi}$ (Oe)
0	$7 \pm 0,2$	$2950 \pm 200$

Comme discuté plus haut, les mesures des couples peuvent être affectées par la position et la forme de la paroi. Ainsi, une rotation de la paroi, a le même effet que le champ planaire, elle augmente l'angle entre le courant et l'aimantation dans la paroi. Cette augmentation d'angle diminue le champ effectif du couple DL-SOT. Cette rotation, si la paroi reste centrée, ne peut pas être détectée. Cependant, comme discuté plus haut, il est peu probable que la paroi puisse supporter un angle fort et rester stable, cet angle ne peut pas dépasser plus de quelques degrés. Or, un changement de l'équivalence de  $8,17.10^{-10}$  à  $8.10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$  implique une rotation de  $11^\circ$ , nous en déduisons que la rotation de la paroi ne peut pas expliquer les résultats observés, et ne peut intervenir que comme une correction du second ordre.

La seconde déformation possible est la formation d'un zigzag : la paroi peut être piégée en un point et présenter deux sous-parois présentant une inclinaison. La figure 3.19 montre l'équivalence expérimentale et théoriques pour des parois en zigzag ayant des angles de  $15^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $45^\circ$ . Les paramètres suivants ont été utilisés pour les courbes théoriques, correspondants au SOT obtenu à partir des mesures quasi-statiques de couple sur les domaines :

NA-STT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^2$ )	DL-SOT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^2$ )	$H_{DMi}$ (Oe)
0	7,67	2950

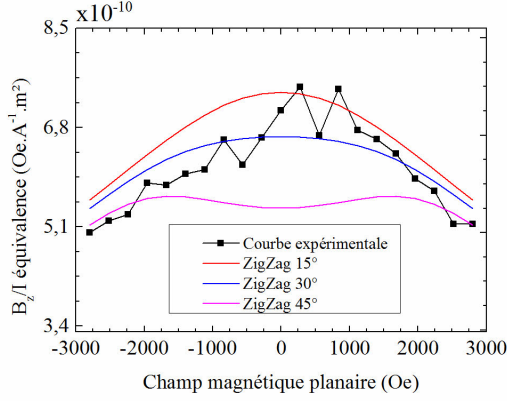


FIGURE 3.19 – Courbe expérimentale et courbes théoriques pour des parois en zigzag ayant des angles de  $15^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $45^\circ$ .

Ce type de déformation peut permettre d'expliquer pourquoi la valeur en zéro diffère de la valeur mesurée à l'aide des domaines. Néanmoins, les angles nécessaires pour ajuster le modèle à la courbe sont forts, apparemment compris entre  $15^\circ$  et  $30^\circ$ .

### Courant injecté le long de la paroi

Dans cette configuration, le couple non-adiabatique du STT est nul et le couple d'amortissement du SOT varie en sinus du champ planaire. La paroi se déplace peu, le signal est très faible. Dans cette configuration, bien que l'effet Nernst anormal soit nul par géométrie, il est possible qu'il ait une composante due à un gradient de température non homogène. Nous pouvons estimer son amplitude en caractérisant la dépendance de la correction linéaire entre la partie en-phase et la partie en quadrature de phase, en fonction du champ planaire. Le résultat est visible ci-dessous :

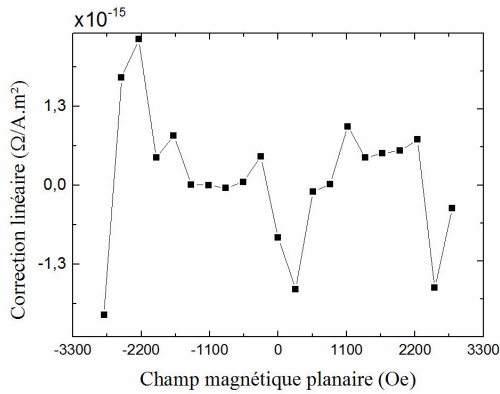


FIGURE 3.20 – Correction linéaire de la partie en-phase en fonction du champ magnétique planaire, pour obtenir la même équivalence que celle de la partie en quadrature de phase.

Le signal étant très faible, la tendance de la correction linéaire est extrêmement bruitée mais il est tout de même possible d'extraire la valeur médiane, qui se situe à

$5.10^{-17}\Omega/A.m^2$ . Nous pouvons en déduire que l'effet Nernst anormal a une amplitude inférieure à  $5.10^{-17}\Omega/A.m^2$  dans cette configuration. Cette valeur est cohérente car l'effet Nernst anormal est censé être minimale dans cette configuration et maximale dans la précédente. Seule la première harmonique présente un signal suffisamment fort pour déterminer l'équivalence.

La mesure a été reproduite avec 3 parois différentes, et respectivement 1 fois, 2 fois et 3 fois, en champ planaire croissant et décroissant. La validité de la courbe est renforcée en vérifiant que les variations de la résistance ne sont pas liées aux variations de l'équivalence. La figure ci-dessous montre la résistance de Hall de l'échantillon en fonction du champ magnétique planaire :

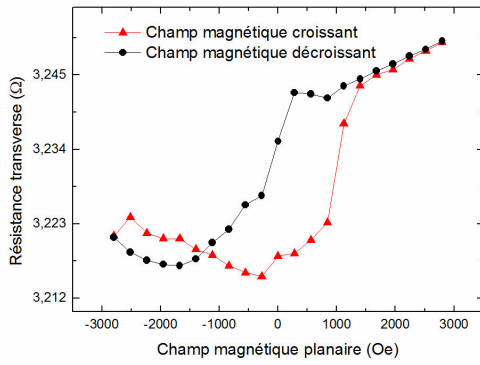


FIGURE 3.21 – Résistance de Hall en fonction du champ magnétique planaire. En rouge, la mesure effectuée en champ magnétique planaire croissant et en noir, la mesure effectuée en champ magnétique planaire décroissant.

On remarque la résistance présente une hystérésis, alors que la mesure associée de l'équivalence ci-dessous n'en présente pas :

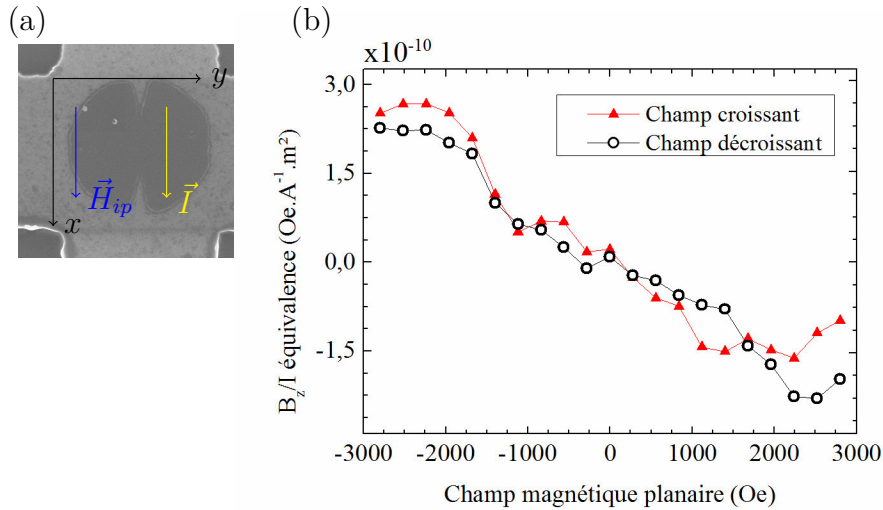
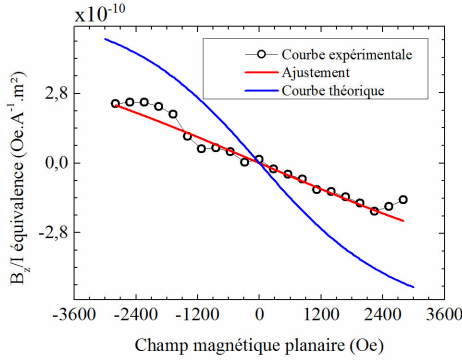


FIGURE 3.22 – **Mesure de l'équivalence en fonction d'un champ magnétique planaire.** (a) Configuration de la mesure, le courant s'écoule le long de la paroi et le champ magnétique planaire est appliqué le long de la paroi. (b) Mesure de l'équivalence champ/courant en fonction d'un champ magnétique planaire.

On peut en déduire que la mesure de l'équivalence est saine et peut être étudiée. On observe que cette courbe est qualitativement en accord avec le modèle. Pour cette seconde courbe, nous utilisons l'expression suivante :

$$\epsilon(H_{ip}) = SOT \cos \left( \arctan \frac{H_{ip}}{H_{DMi}} + \frac{\pi}{2} \right) \quad (3.15)$$

L'ajustement effectué à l'aide de cette équation est visible dans la figure ci-dessous :



**FIGURE 3.23 – Ajustement du modèle sur les mesures expérimentales et courbe théorique.** Le courant s'écoule le long de la paroi et le champ magnétique planaire est appliqué le long de la paroi. La courbe bleu est la courbe théorique pour le cas où  $H_{DMi} = 2950$  Oe.

L'ajustement de la courbe expérimentale 3.23 se heurte à un problème. Le comportement linéaire fait qu'il peut y avoir une infinité de couple de valeur pour le couple SOT et le champ effectif DMi qui aboutissent au même ajustement. La valeur du couple SOT est donc fixée à celle obtenue de la courbe précédente à savoir  $8,17 \cdot 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ . L'ajustement permet d'obtenir les valeurs suivantes :

NA-STT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ )	DL-SOT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ )	$H_{DMi}$ (Oe)
0	8, 17	$9300 \pm 500$

Si la valeur du champ effectif d'amortissement SOT est fixée à  $7 \cdot 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ , alors l'ajustement donne les valeurs suivantes :

NA-STT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ )	DL-SOT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ )	$H_{DMi}$ (Oe)
0	7	$7900 \pm 400$

La figure permet de voir que les deux valeurs de champ effectif DMi aboutissent à deux courbes différentes, la courbe rouge qui correspond à l'ajustement avec une valeur de  $H_{DMi} = 7900$  Oe, la courbe bleu correspond à une valeur de  $H_{DMi} = 2950$  Oe, les deux courbes ayant les mêmes valeurs pour les couples NA-STT et DL-SOT. Ces valeurs sont incompatibles : dans la première courbe l'hypothèse de la déformation de la paroi peut être avancée pour expliquer la différence entre la valeur du champ effectif d'amortissement mesurée dans la paroi et la valeur mesurée dans les domaines. Une rotation de la paroi

ne peut pas expliquer cette différence car la paroi devrait dans ce cas être tournée de  $24^\circ$  pour un champ planaire de  $3 \text{ kOe}$  serait alors hors de la constriction. Il est possible de tester l'hypothèse de la déformation en zigzag pour cette seconde configuration de mesure, avec les paramètres suivants :

NA-STT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^2$ )	DL-SOT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^2$ )	$H_{DMi}$ ( $\text{Oe}$ )
0	7,67	2950

Dans la figure ci-dessous, on peut voir l'illustration de l'hypothèse de la paroi en forme de zigzag :

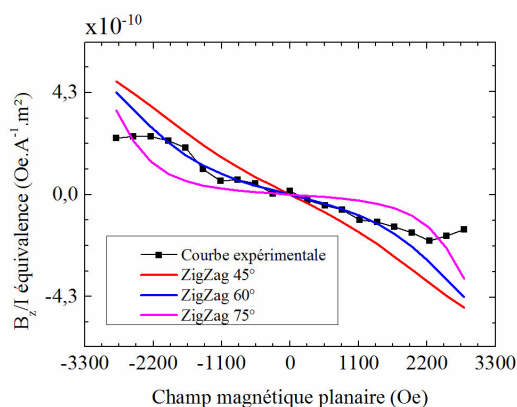


FIGURE 3.24 – Courbe expérimentale et courbes théoriques pour des parois en zigzag ayant des angles de  $45^\circ$ ,  $60^\circ$  et  $75^\circ$ .

Les valeurs des angles de zigzag utilisées sont volontairement élevées pour pouvoir se rapprocher significativement de la courbe expérimentale.

L'hypothèse de la déformation en zigzag ne permet pas de reproduire la forme de la courbe expérimentale. De plus, la courbe théorique la plus proche présente un angle pour le zigzag extrêmement fort ce qui rend ce scénario peu probable.

**Discussion** Ici, le modèle ne permet pas d'obtenir la même valeur de champ effectif pour les deux configurations de mesure, avec un facteur 2 entre les valeurs. Nous pouvons tester cette valeur de champ effectif  $DMi$  en traçant la courbe théorique de l'équivalence avec les valeurs de  $7 \cdot 10^{-10} \text{ Oe} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^2$  pour le champ effectif d'amortissement et  $7900 \text{ Oe}$  pour le champ effectif  $DMi$ .



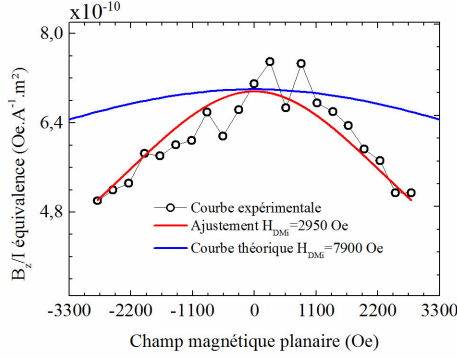


FIGURE 3.25 – Courbe expérimentale, l'ajustement et la courbe théorique en fonction du champ magnétique planaire. La courbe théorique est tracée pour NA-STT nul, DL-SOT de  $7.10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$  et  $H_{DMi} = 7900 \text{ Oe}$ . En comparant la courbe théorique et expérimentale, on peut voir que un champ magnétique effectif  $DMi$  de  $7900 \text{ Oe}$  donne une courbe totalement différente de la courbe expérimentale.

Ces deux premières courbes bien que en accord qualitatif avec le modèle théorique ne permettent pas d'extraire des valeurs de champ effectif cohérentes. Ces courbes permettent de définir deux scénarios distincts basés sur la valeur de  $H_{DMi}$ , le cas où elle est faible et le cas où elle est forte. Ces valeurs seront choisies de  $2950 \text{ Oe}$  pour le cas faible et de  $7900$  pour le cas fort.

### 3.3.2 Paroi à $45^\circ$ et champ planaire longitudinal

Dans cette configuration, nous nous attendons à une variation de l'équivalence en fonction du champ magnétique planaire moins forte que dans le cas précédent. Le référentiel suivant est utilisé pour la mesure :

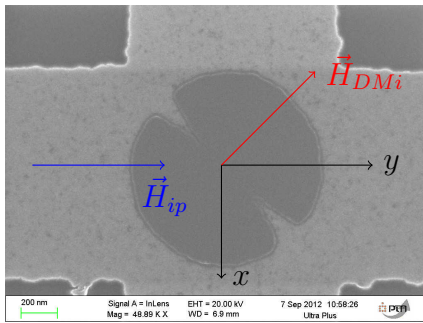


FIGURE 3.26 – Configuration de la mesure, le courant et le champ magnétique sont inclinés de  $45^\circ$  par rapport à la paroi.

L'angle de l'aimantation dans la paroi est supposé présenter la dépendance suivante en fonction du champ planaire :

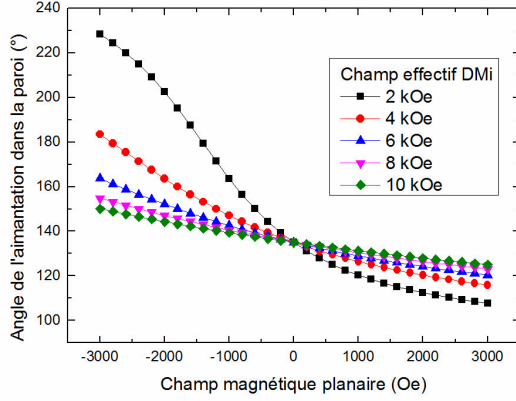


FIGURE 3.27 – Illustration de la dépendance de l'angle de l'aimantation, à l'intérieur de la paroi, en fonction du champ magnétique planaire pour plusieurs valeurs de champ effectif DMi.

Dans ce référentiel, les couples STT non-adiabatique et SOT d'amortissement s'écrivent :

$$H_{DL} = SOT \cos \left[ \pi/2 + \arctan \left( \frac{\frac{\sqrt{2}}{2} H_{DMi}}{H_{ip} + \frac{\sqrt{2}}{2} H_{DMi}} \right) \right] \quad (3.16)$$

$$H_{NA} = \frac{\sqrt{2}}{2} STT \quad (3.17)$$

### Courant injecté à 45° de la paroi

Dans cette configuration, le signal qui vient de la paroi varie fortement avec le champ sur la gamme de champ étudiée. Pour cette configuration, seule la partie en phase de la première harmonique permet de déterminer l'équivalence sur toute la gamme de champ magnétique planaire. La partie en quadrature de phase et le bruit de paroi, ne sont utilisables que pour des valeurs de champs planaires inférieures à  $-2,2$  kOe. Nous pouvons essayer d'estimer l'amplitude de l'effet Nernst anormal en utilisant les points de mesure en  $-2,2$  et  $-2,8$  kOe. La correction linéaire correspondant à l'écart entre la partie en-phase et la partie en quadrature de phase est visible ci-dessous :

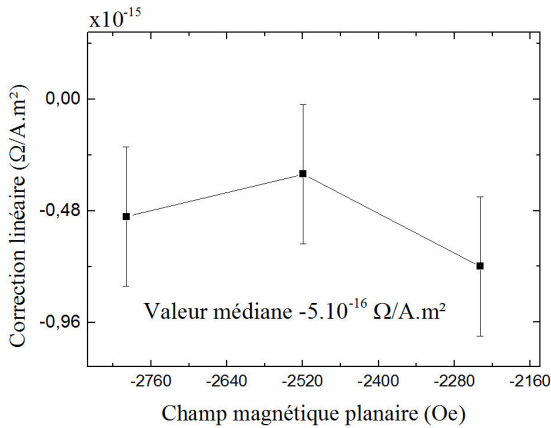


FIGURE 3.28 – Correction linéaire de la partie en-phase en fonction du champ magnétique planaire, pour obtenir la même équivalence que celle de la partie en quadrature de phase.

Ces points permettent d'estimer l'amplitude de l'effet Nernst anormal à  $-5.10^{-16}\Omega/A.m^2$ . Cette valeur pourra servir de correction lors de la comparaison au modèle théorique. Cette mesure a été reproduite deux fois, avec la même paroi, en champ planaire croissant et décroissant. Lors de ces mesures, la valeur de la résistance transverse dérive au cours de la mesure. Il n'est donc pas possible d'établir l'existence ou non d'une hystérésis dans la mesure de la résistance. La figure ci-dessous montre les valeurs de résistance transverse obtenues pour la première mesure en fonction du champ magnétique :

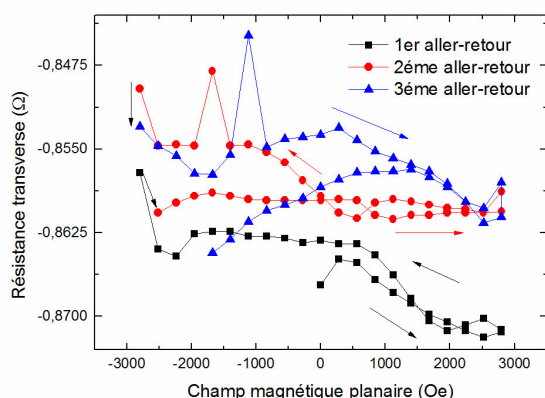
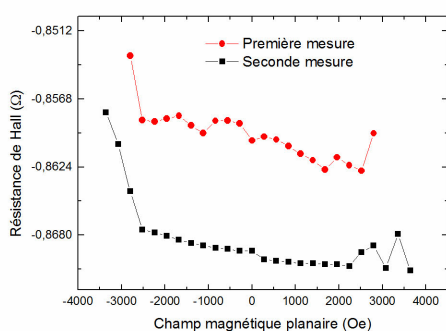
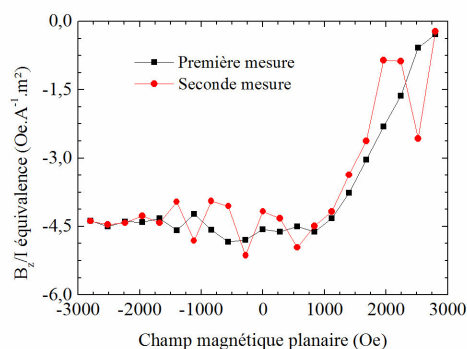


FIGURE 3.29 – Résistance mesurée pour la première mesure de la résistance transverse en fonction du champ magnétique planaire.

Les deux mesures présentent des résistances différentes mais aboutissent à la même équivalence. Les mesures des résistances et des équivalences sont illustrées ci-dessous :



(a)



(b)

FIGURE 3.30 – (a) Résistance transverse en fonction du champ magnétique planaire. (b) Équivalence en fonction du champ magnétique planaire. Malgré que la résistance ne soit pas la même pour les deux mesures, l'équivalence garde la même dépendance et les mêmes valeurs.

La moyenne des mesures d'équivalence permet d'obtenir la courbe d'équivalence suivante :

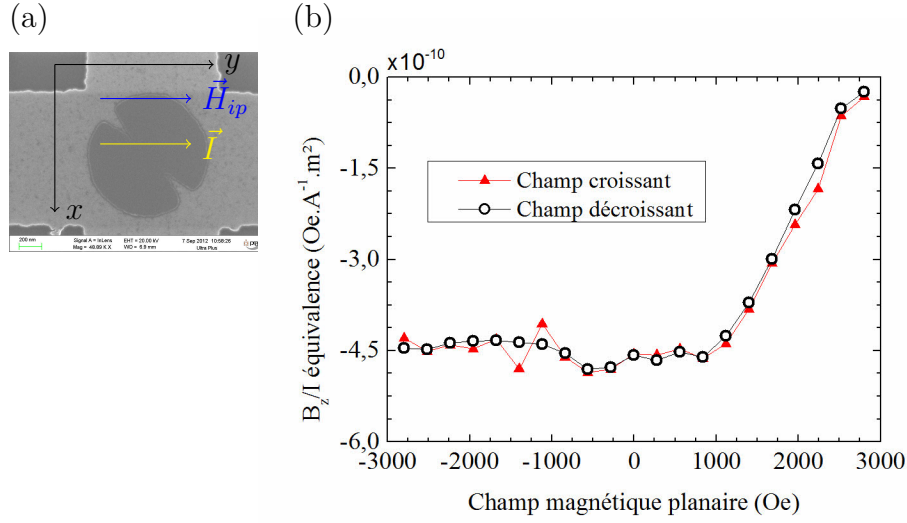


FIGURE 3.31 – **Mesure de l'équivalence en fonction d'un champ magnétique planaire.** (a) Configuration de la mesure : le courant s'écoule à  $45^\circ$  de la paroi, le champ magnétique planaire est appliqué à  $45^\circ$  de la paroi et la paroi inclinée de  $45^\circ$ . (b) Mesure de l'équivalence champ/courant en fonction d'un champ magnétique planaire.

Dans cette configuration, l'équivalence  $\epsilon$  prend la forme de l'équation suivante :

$$\epsilon(H_{ip}) = \frac{\sqrt{2}}{2} STT + SOT \cos \left[ \arctan \left( \frac{H_{ip} + \frac{\sqrt{2}}{2} H_{DMI}}{\frac{\sqrt{2}}{2} H_{DMI}} \right) - \frac{\pi}{2} \right] \quad (3.18)$$

Cette équation permet d'obtenir l'ajustement suivant :

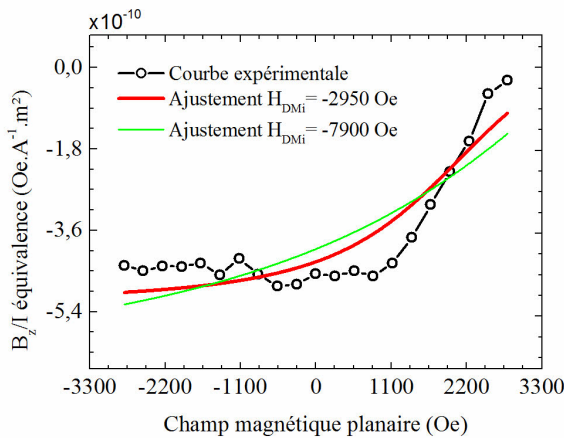


FIGURE 3.32 – **Expérimentale et ajustements.** La paroi est inclinée à  $45^\circ$ , le courant et le champ magnétique planaire sont alignés.

Les ajustements en fonction de nos deux scénarios de  $H_{DMI}$ , donnent les valeurs suivantes :

NA-STT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ )	DL-SOT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ )	$H_{DMi}$ (Oe)
$2,88 \pm 0,3$	$3,18 \pm 0,3$	-2950
$-4,12 \pm 2$	$9,78 \pm 2$	7900

Les valeurs obtenus pour ces ajustements ne sont pas satisfaisantes, car elles ne permettent pas d'obtenir une valeur de champ effectif d'amortissement proche de  $7.10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ . Pour essayer de se rapprocher, nous testons l'effet Nernst anormal. Nous introduisons des corrections linéaires qui sont supposées annuler l'effet Nernst anormal. Ci-dessous, la courbe expérimentale avec plusieurs corrections différentes :

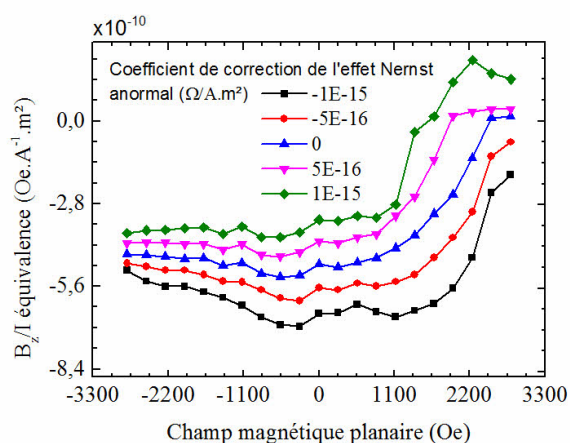


FIGURE 3.33 – Équivalence en fonction du champ planaire magnétique pour différentes valeurs de correction de l'effet Nernst anormal.

La figure montre qu'il n'est pas possible d'obtenir une courbe ayant un comportement différent en prenant en compte une correction liée un effet Nernst anormal. Pour les valeurs de correction négative, le plateau s'incline dans la direction opposée. Pour des corrections positives, le saut en champ positif s'intensifie et se rapproche trop du champ nul. Si l'on utilise la valeur de l'effet Nernst obtenue précédemment, à savoir  $-8,4 \Omega/\text{A}.\text{m}^2$ , on obtient une courbe qui se situe entre les courbes noire et rouge, ce qui ne permet pas de reproduire le comportement attendu théoriquement. Il est aussi possible de tester l'impact de la déformation de paroi en zigzag. En utilisant le jeu de paramètres suivant :

NA-STT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ )	DL-SOT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ )	$H_{DMi}$ (Oe)
0	7,67	2950

On obtient les courbes d'équivalences suivantes :

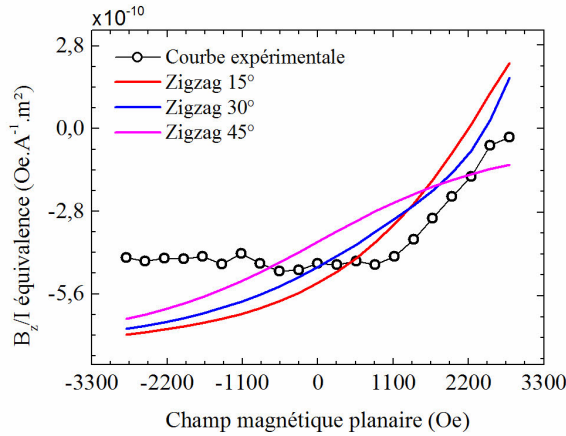


FIGURE 3.34 – Courbe expérimentale et courbes théoriques pour des parois en zigzag ayant des angles de  $15^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $45^\circ$ .

Avec les mêmes paramètres, sauf  $H_{DMi}$  à une valeur de  $7900 \text{ Oe}$ , on obtient les courbes d'équivalences suivantes :

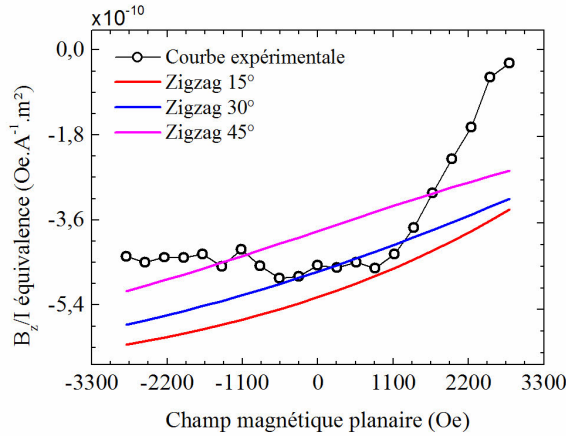


FIGURE 3.35 – Courbe expérimentale et courbes théoriques pour des parois en zigzag ayant des angles de  $15^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $45^\circ$ .

On peut voir que dans les deux cas, une déformation en zigzag de la paroi ne permet pas de rendre la courbe théorique plus proche de la courbe expérimentale.

### Courant injecté à $45^\circ$ de la paroi

Cette mesure présente les mêmes caractéristiques que la précédente, à savoir que seule la partie réelle de la première harmonique présente du signal sauf lorsque le champ magnétique planaire devient inférieur à  $-2,2 \text{ kOe}$ . Nous appliquons donc la même démarche que pour la mesure précédente et essayons d'estimer l'effet Nernst anormal en le corrigeant par une correction linéaire dans la partie réelle de la première harmonique, pour chaque valeur de champ magnétique planaire si cela est possible. Nous en déduisons les facteurs de correction ci-dessous :

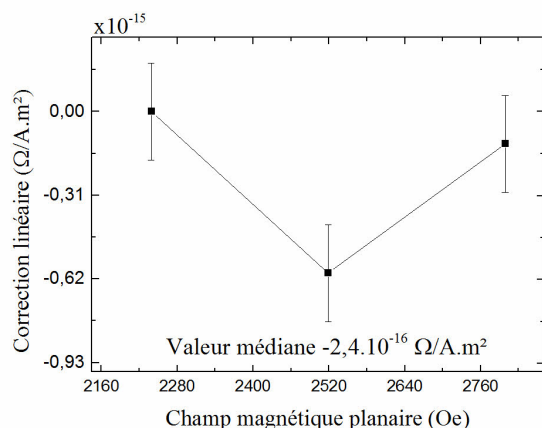


FIGURE 3.36 – Correction linéaire de la partie en-phase en fonction du champ magnétique planaire, pour obtenir la même équivalence que celle de la partie en quadrature de phase.

On estime que si l'effet Nernst anormal est présent dans cette mesure, son amplitude est très faible, de l'ordre de  $-2,4 \cdot 10^{-16} \Omega/\text{A.m}^2$ .

La mesure a été reproduite avec 2 parois différentes. Avec la première paroi, 3 aller-retour en champ magnétique planaire ont été effectués. Avec la seconde paroi, un aller-retour en champ planaire a été effectué. Les mesures de résistance sont visibles ci-dessous :

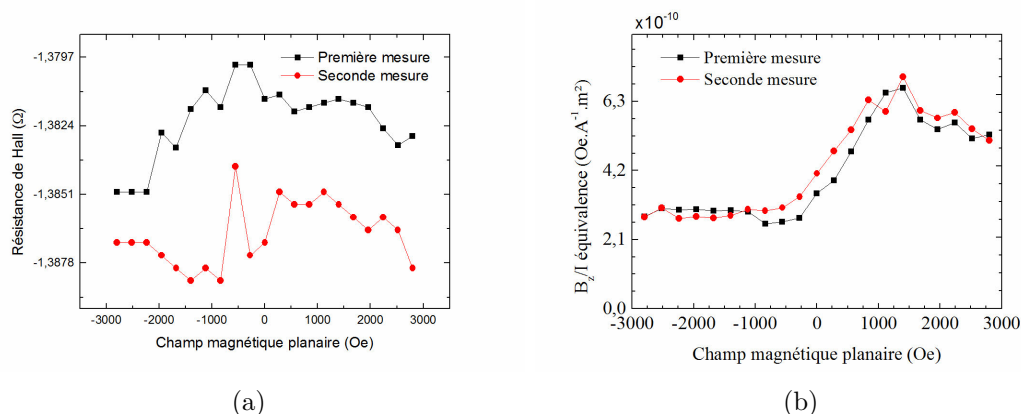


FIGURE 3.37 – (a) Résistance de Hall en fonction du champ magnétique planaire. (b) Équivalence en fonction du champ magnétique planaire pour les deux mesures. On voit que les deux mesures sont identiques malgré les mesures de résistance différentes.

Les mesures présentent des résistances proches mais légèrement différentes du fait des positions de la paroi différentes. Les deux mesures présentent les mêmes valeurs d'équivalence en fonction de champ magnétique planaire. La dépendance de l'équivalence est représentée ci-dessous :

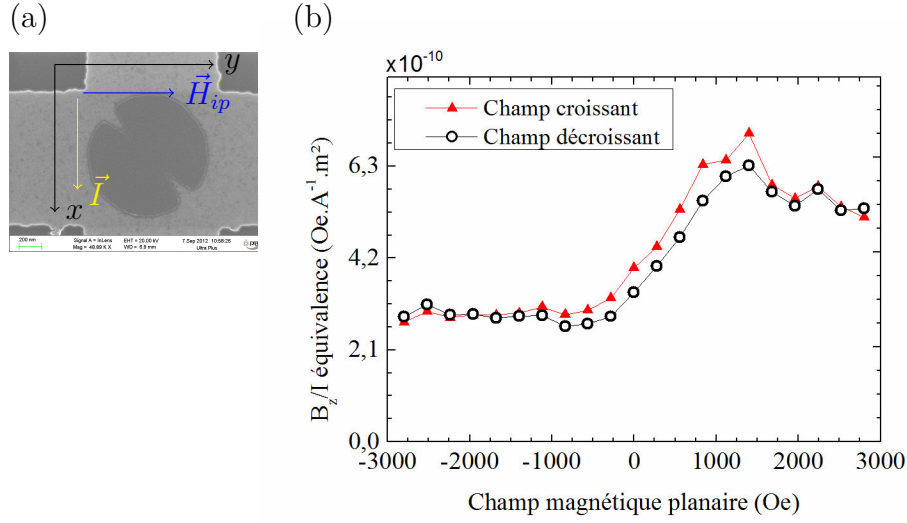


FIGURE 3.38 – **Mesure de l'équivalence en fonction d'un champ magnétique planaire.** (a) Configuration de la mesure, le courant et le champ magnétique planaire sont appliqués à 45° par rapport à la paroi et sont perpendiculaire entre eux. La paroi inclinée de 45°. (b) Mesure l'équivalence champ/courant en fonction du champ magnétique planaire.

Dans cette configuration, l'équivalence prend la forme suivante :

$$Equivalence(H_{ip}) = \frac{\sqrt{2}}{2}STT + SOT \cos \left[ \arctan \left( \frac{H_{ip} + \frac{\sqrt{2}}{2}H_{DMi}}{\frac{\sqrt{2}}{2}H_{DMi}} \right) \right] \quad (3.19)$$

Cette équation permet d'obtenir l'ajustement suivant :

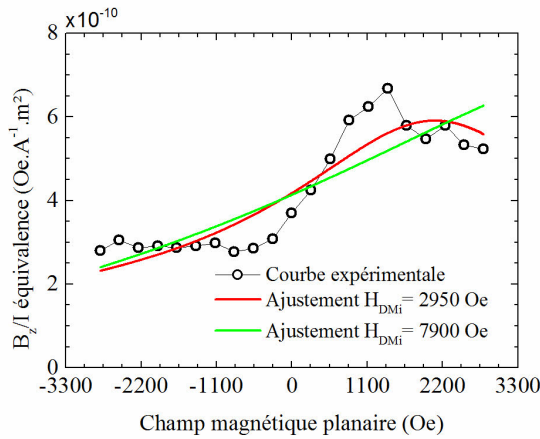


FIGURE 3.39 – **Courbes expérimentales et ajustement pour une paroi inclinée à 45°.** Le courant et le champ magnétique planaire sont perpendiculaires.

Les ajustements permettent d'obtenir les valeurs suivantes pour nos deux valeurs de  $H_{DMi}$  :



NA-STT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ )	DL-SOT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ )	$H_{DMi}$ (Oe)
$7,17.10^{-3} \pm 6.10^{-1}$	$5,92 \pm 6.10^{-1}$	2950
$5,52 \pm 2$	$11,37 \pm 2$	7900

Les ajustements ne permettent pas de véritablement reproduire les caractéristiques de la courbe expérimentale. Bien qu'ils soient proches en termes de valeur d'équivalence, ils ne présentent pas de plateau délimité par une valeur critique. Et encore une fois, les valeurs pour le champ effectif d'amortissement SOT sont très éloignées de  $7.10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ . Ici aussi, il est possible de corriger la contribution de l'effet Nernst anormal. Ci-dessous, les courbes des équivalences en fonction du champ planaire pour plusieurs coefficients de correction de l'effet Nernst anormal :

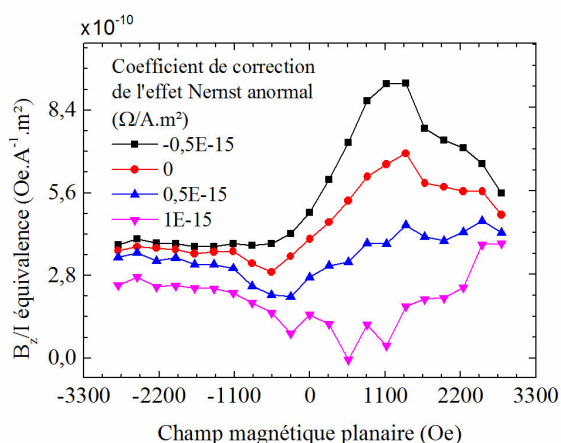


FIGURE 3.40 – Équivalence en fonction du champ planaire pour différentes valeurs de correction de l'effet Nernst anormal.

Pour cette courbe 3.40, les corrections négatives amplifient le sursaut en champ positif. Les corrections positives diminuent le sursaut mais inclinent le plateau dans la direction opposée. Nous explorons encore une fois l'effet d'une déformation de la paroi en zigzag avec les paramètres suivants :

NA-STT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ )	DL-SOT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ )	$H_{DMi}$ (Oe)
0	7,67	2950

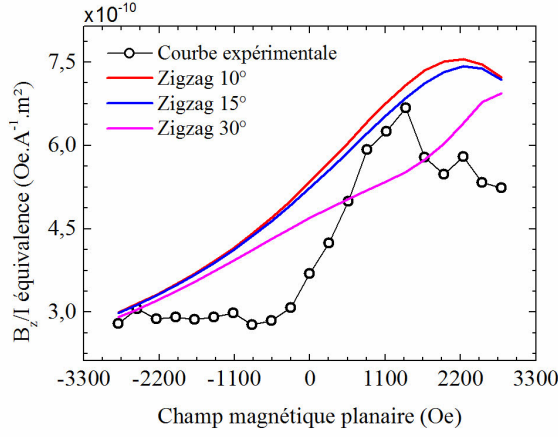


FIGURE 3.41 – Courbe expérimentale et courbes théoriques pour des parois en zigzag ayant des angles de  $10^\circ$ ,  $15^\circ$  et  $30^\circ$ .

Nous envisageons également le cas  $H_{DMi} = 7900$  Oe, avec les mêmes paramètres que précédemment :

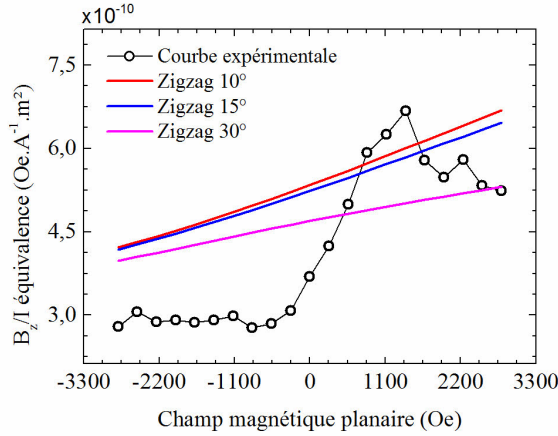


FIGURE 3.42 – Courbe expérimentale et courbes théoriques pour des parois en zigzag ayant des angles de  $10^\circ$ ,  $15^\circ$  et  $30^\circ$ .

On voit que la déformation de la paroi ne permet pas de se rapprocher des courbes expérimentales, quel que soit l'angle appliqué.

**Discussion** Après l'étude des quatre premières courbes, on voit que ni la déformation de la paroi ni la correction de l'effet Nernst anormal ne permettent de reproduire les résultats expérimentaux.

### 3.3.3 Paroi à $0^\circ$ et champ planaire longitudinal

Dans cette configuration, le champ magnétique planaire est appliqué dans la même direction que le champ effectif DMi. L'aimantation au centre de la paroi est donc alignée avec le champ planaire. On s'attend donc à ce que le signal soit constant. L'angle de l'aimantation au centre de la paroi est décrit à l'aide du référentiel suivant :

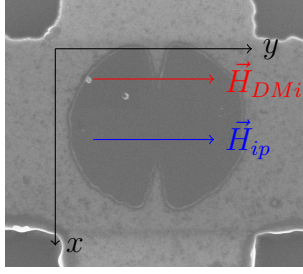


FIGURE 3.43 – Configuration de la mesure, le champ magnétique planaire est appliqué perpendiculairement à la paroi.

Nous n'explicitons pas les couples car comme l'aimantation au centre de la paroi ne bouge pas, ils doivent donc être constants dans cette configuration.

### Courant injecté au travers de la paroi

Lors de cette mesure, le signal est très fort pour les parties en-phase et en quadrature de phase de toutes les harmoniques. Nous appliquons donc la même démarche que pour la mesure précédente et essayons d'estimer l'effet Nernst anormal en le corrigeant par une correction linéaire dans la partie réelle de la première harmonique pour chaque valeur de champ magnétique planaire où cela est possible. Ci-dessous, les facteurs de correction obtenus :

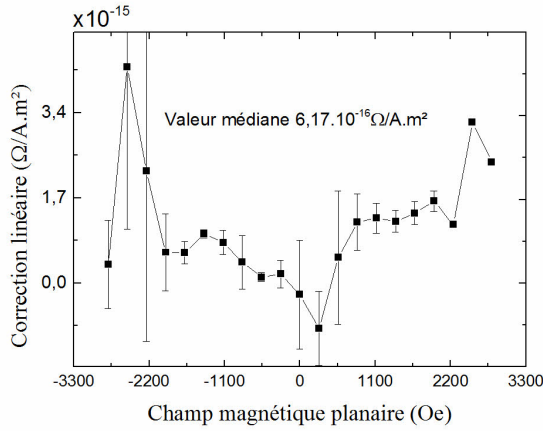


FIGURE 3.44 – Correction linéaire de la partie en-phase en fonction du champ magnétique planaire, pour obtenir la même équivalence que celle de la partie en quadrature de phase.

Ici, la correction devrait être la même que celle fait dans la configuration où le champ planaire est perpendiculaire au courant. Or, elle est très différente, elle a une valeur médiane de  $6,17.10^{-16} \Omega/A.m^2$  contre  $2,55.10^{-16} \Omega/A.m^2$  pour la configuration où le champ planaire est perpendiculaire. Cette différence montre que l'effet Nernst anormal ne donne pas une contribution suffisamment grande pour être déterminée avec précision. C'est notamment son intensité faible qui le rend difficilement mesurable et explique les pics observables sur la courbe. Ces pics apparaissent quand la partie en quadrature de phase du signal devient très faible. Cette mesure a été reproduite 4 fois avec la même paroi, la résistance transverse varie de la même façon d'une mesure à l'autre. Ci-dessous, la résistance transverse en fonction du champ magnétique planaire :

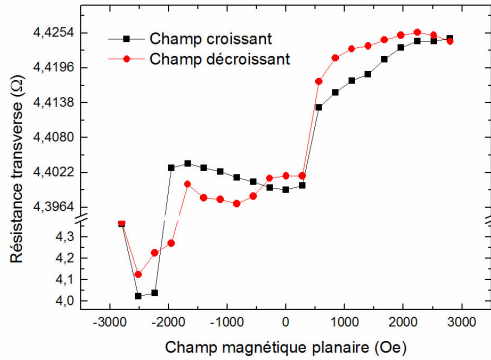


FIGURE 3.45 – Résistance transverse en fonction du champ magnétique planaire.

La résistance est stable mais présente un saut pour une valeur de champ de 280 Oe. Le saut représente 5% de l'amplitude de l'effet Hall extraordinaire, cela représente un déplacement de la paroi significatif. Si l'équivalence présente un comportement inattendu en cette valeur de champ, il pourra être attribué à ce saut.

Ci-dessous, la courbe d'équivalence obtenue dans cette configuration de mesure :

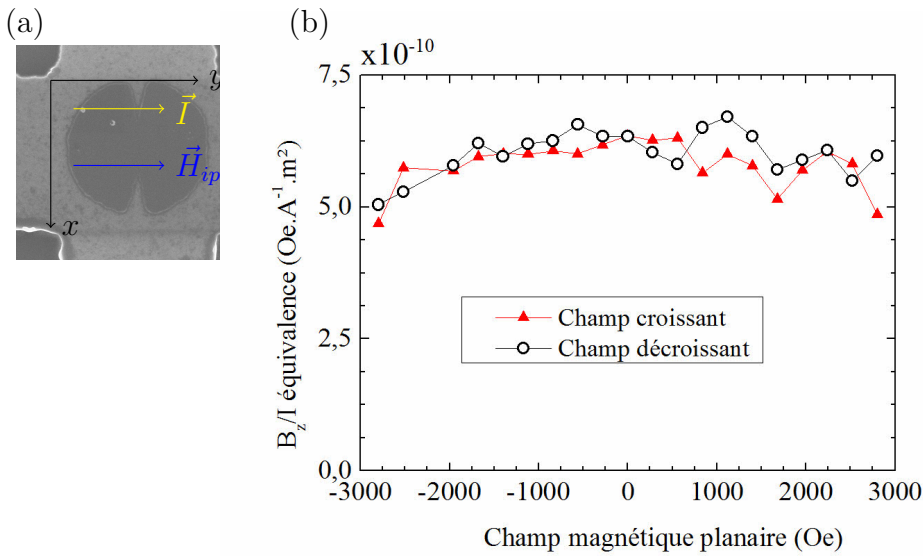


FIGURE 3.46 – **Mesure de l'équivalence en fonction d'un champ magnétique planaire.** (a) Configuration de la mesure, le courant s'écoule au travers de la paroi et le champ magnétique planaire est appliqué perpendiculairement à la paroi. (b) Mesure de l'équivalence champ/courant en fonction d'un champ magnétique planaire.

Dans cette configuration, la courbe devrait être constante avec pour valeur la somme de l'amplitude des champs effectifs non-adiabatique du STT et d'amortissement du SOT. Cependant, nous observons une diminution de l'équivalence avec  $|H_{ip}|$ . Une autre caractéristique marquante de la courbe est la valeur en champ nul  $6,33.10^{-10} \text{ Oe.A}^{-1}.\text{m}^2$ . Celle-ci devrait être égale à celle trouver lorsque le champ magnétique planaire est orienté dans

la direction perpendiculaire, à savoir  $7,1 \cdot 10^{-10} \text{ Oe} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^2$ . Cette différence ne peut pas s'expliquer par une rotation de la paroi. En effet, bien qu'un angle dans la paroi pourrait entraîner une valeur en  $H_{ip}$  inférieure, une rotation de la paroi entraînerait une courbe asymétrique par rapport à  $H_{ip} = 0$ . De la même façon, une paroi en zigzag donnerait une courbe asymétrique. Nous traçons ci-dessous une illustration des courbes théoriques d'équivalence que donneraient des parois en zigzag pour des angles de  $15^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $45^\circ$  en utilisant les paramètres suivants :

NA-STT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^2$ )	DL-SOT ( $\times 10^{-10} \text{ Oe} \cdot \text{A}^{-1} \cdot \text{m}^2$ )	$H_{DMi}$ (Oe)
0	7,67	7900

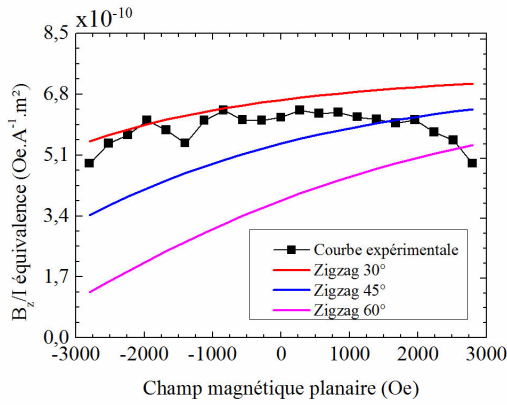


FIGURE 3.47 – Courbes expérimentale et théoriques dans l'hypothèse d'une paroi en zigzag. Les courbes théoriques ont été calculées pour des parois en zigzag ayant des angles de  $15^\circ$ ,  $30^\circ$  et  $45^\circ$ .

On voit que la courbe est fortement asymétrique pour toutes les valeurs de rotation des zigzags que l'on utilise. Ce type de déformation ne peut donc pas expliquer le résultat observé.

### Courant injecté le long de la paroi

Dans cette configuration, un signal n'est mesuré que sur la partie en phase de la première harmonique. Il n'est donc pas possible d'estimer l'effet Nernst anormal. Celui-ci est supposé de la même amplitude que lorsque le champ magnétique planaire est aligné avec le courant à savoir inférieur à  $5 \cdot 10^{-17} \Omega / \text{A} \cdot \text{m}^2$ . Cette mesure a été effectuée 3 fois, une fois avec une première paroi et deux fois avec une seconde paroi. Les 3 mesures présentent la même dépendance pour la mesure de la résistance transverse. La résistance transverse en fonction du champ magnétique planaire est représentée ci-dessous :

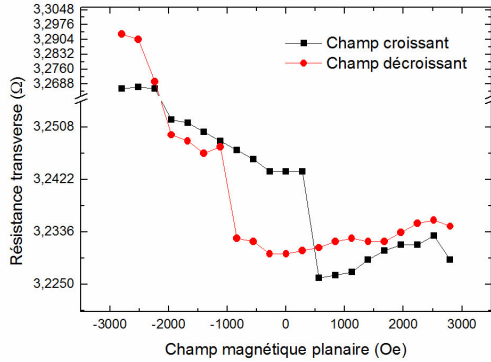


FIGURE 3.48 – Résistance transverse en fonction du champ magnétique planaire.

La résistance présente une hystérésis décalée vers les champs magnétiques planaires de 280 Oe. La résistance ne présente pas de variation anormale, la variation est toujours de 5%. La figure ci-dessous montre l'équivalence déduite de ces mesures en fonction du champ magnétique planaire.

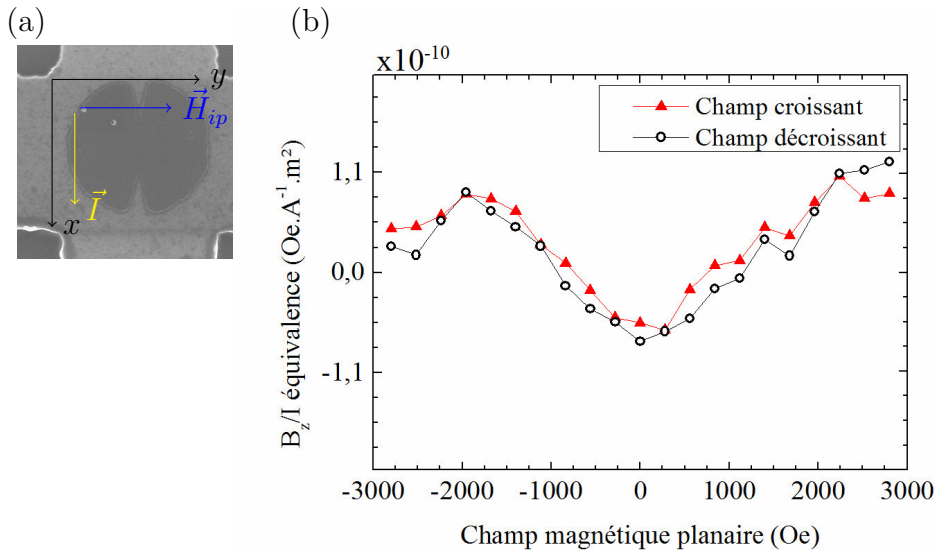


FIGURE 3.49 – **Mesure de l'équivalence en fonction d'un champ magnétique planaire.** (a) Configuration de la mesure, le courant s'écoule le long de la paroi et le champ magnétique planaire est appliqué perpendiculairement à la paroi. (b) Équivalence champ/courant en fonction d'un champ magnétique planaire.

Dans cette configuration, on s'attend à ce que la structure de Néel de la paroi résulte en une équivalence qui ne varie pas avec  $H_{ip}$  et dans le cas d'une faible variation, que sa dépendance soit antisymétrique avec  $H_{ip}$ . Les variations observées expérimentalement ainsi que la symétrie par rapport à l'inversion de  $H_{ip}$  sont en claire désaccord avec ces prédictions. De plus, les variations observées sont du même ordre de grandeur que les variations observées dans les autres configurations de mesure, elles ne peuvent donc pas être ignorées.

**Discussion** Une des possibilités pour expliquer ce désaccord est un élargissement de la paroi sous l'effet du champ magnétique planaire. Cependant, le champ magnétique planaire, agirait avec ou contre le champ effectif DMi en fonction de son orientation. Un élargissement de la paroi aurait donc les mêmes propriétés antisymétriques par rapport au champ et peut donc aussi être exclu. De plus, l'équivalence est le rapport entre l'effet du champ perpendiculaire et l'effet du courant, ici principalement du couple d'amortissement du SOT. Or, le couple d'amortissement et le champ perpendiculaire présentent la même dépendance en largeur de paroi donc cette courbure de la mesure ne peut être attribuée à une variation de la largeur de paroi.

### 3.4 Conclusion

Nous avons mesurés la dépendance de l'équivalence en fonction d'un champ magnétique planaire dans 6 configurations champ/courant. Dans chacune des configurations, la mesure a été effectuée avec des parois à des positions différentes, et chaque mesure a présenté la même dépendance du couple induit par le courant avec le champ magnétique externe appliqué. Ceci souligne la robustesse des mesures par rapport à la position de la paroi. Pour chaque courbe, l'effet Nernst, seul artefact qui puisse rester après le traitement des courbes, a été estimé puis écarté.

Les courbes expérimentales ont été comparées aux courbes théoriques déduites d'un modèle basé sur l'effet du couple de spin-orbite en présence d'interaction DM. Ce modèle n'a pas permis de reproduire les courbes expérimentales dans leur ensemble bien qu'un accord est obtenu pour certaines configurations champ/courant. La possibilité que la paroi ait une forme de zigzag a été explorée. Cependant, cette forme ne permet pas de reproduire les courbes expérimentales et d'expliquer leurs symétries.

Une des caractéristiques des courbes expérimentales est qu'aucune ne présente d'hystérésis. Ce résultat est important car il permet d'exclure la présence d'une paroi de Bloch dans notre empilement magnétique. En effet, une paroi de Bloch se retournerait de façon abrupte entre ses deux positions stables. Ce changement de position se traduirait par une hystérésis dans les courbes d'équivalences en champ planaire. Dans le cas où le courant serait injecté le long de la paroi, le retournement de la paroi provoquerait le changement de signe de la contribution du couple DL-SOT ce qui n'est pas observé expérimentalement. Reste deux scénarios à envisager : une paroi de Bloch désaimantée et une paroi de Néel.

Si les parois qui sont présentes dans notre système sont des parois de Néel, alors nos mesures situent le champ effectif DMi entre 2300 et 9300 *Oe*. Cependant, dans ce scénario-là, il reste à comprendre les dépendances en champ planaire inattendue lorsque celui-ci est appliqué perpendiculairement à la paroi. Notamment, l'absence d'un champ de décalage en champ magnétique planaire dû à la présence du champ effectif DMi.

Dans le cas d'une paroi de Bloch désaimantée ou d'une paroi de Néel, toutes les courbes

ne peuvent pas correspondre qualitativement. Dans le cas où le champ magnétique planaire est appliqué perpendiculairement à la paroi, le couple DL-SOT doit présenter un comportement asymétrique alors qu'un comportement symétrique est observé.

La question qui reste en suspens dans ces résultats est l'origine des variations de l'équivalence lorsque le champ magnétique planaire est perpendiculaire à la paroi.





# Conclusion générale

Dans cette thèse, nous avons étudié la dynamique des parois de domaine sous courant dans des couches ferromagnétiques ultra-minces de type métal lourd/ métal ferromagnétique/ oxyde présentant un fort couplage spin-orbite. Dans ces systèmes, deux éléments liés au fort couplage spin-orbite et à l'asymétrie structurale d'inversion jouent un rôle clé sur la dynamique des parois : d'une part, les couples de spin-orbite (SOT) exercés sur la paroi lors de l'injection de courant ; d'autre part, l'interaction Dzyaloshinskii-Moriya (DMI) qui stabilise la structure Néel interne de la paroi. L'objectif de ce travail a été de caractériser ces couples agissant sur la paroi induits par le courant ainsi que l'amplitude de l'interaction DMI.

Pour y parvenir, j'ai mis au point une nouvelle technique basée sur la mesure des déplacements nanométriques induits par le courant d'une paroi piégée dans un nanoplot découpé dans le matériau magnétique. Cette mesure quasi-statique permet de s'affranchir des difficultés liées à la modélisation de la dynamique des parois magnétique sous courant en présence de défauts. Par ailleurs, le dispositif a été conçu de façon à ce que le courant et le champ magnétique externe statique puissent être appliqués dans différentes directions orthogonales, ce qui permet de séparer clairement les contributions des couples de transfert de spin (NA-STT) et de spin-orbite (DL-SOT).

Pour extraire les faibles signaux liés aux déplacements de la paroi, un traitement rigoureux des artefacts de mesures, liés notamment à la contribution des domaines ainsi qu'aux effets thermiques et thermoélectriques, a été effectué. Pour chaque configuration expérimentale, les mesures ont été répétées plusieurs fois avec les mêmes conditions de courant et de champs et le signal en présence d'une paroi de domaine a été soustrait à celui obtenu dans les configurations d'aimantations saturées haut et bas. Ce protocole a permis de s'affranchir de la majorité des artefacts présents dans le système. Ceci est notamment mis en évidence par des effets identiques observés pour les différentes harmoniques du signal. Seul un artefact reste présent, l'effet Nernst anormal. Néanmoins, nous n'avons pas pu mettre en évidence une amplitude significative de cet effet par rapport au signal lié au mouvement de la paroi.

Les mesures ont permis de caractériser le couple exercé sur la paroi par le courant en fonction d'un champ magnétique planaire pour un empilement Pt/Co/AlOx et ceci pour quatre orientations champ/courant différentes. Les résultats permettent d'écarter

l'hypothèse d'une structure de type Bloch bi-stable de la paroi.

Dans le cas où le courant est injecté au travers de la paroi, la comparaison des résultats avec le modèle aboutit à une valeur du couple NA-STT très faible. Nos mesures faites avec le champ magnétique planaire permettent de conclure à un champ SOT de  $7,5 \pm 0,5 \times 10^{-10} \text{ Oe} \cdot \text{Å}^{-1} \cdot \text{m}^2$  en accord avec les amplitudes de couple publié précédemment. Si les deux configurations donnent des mesures de couple SOT similaire, elles ne permettent pas de conclure sur la valeur de DMI dans ce système. L'origine de ces valeurs contradictoires reste à expliquer

Ce travail pose finalement presque plus de questions qu'il n'apporte de réponse et il apparaît en ce sens riche de futures perspectives. Nous l'avons commencé au début des études sur la structure des parois dans le PtCoAlOx et sur la présence ou non de DMI dans les tri-couches asymétriques. Depuis, de nombreux résultats expérimentaux sont venus enrichir le sujet, comme notamment les très récentes observations directes de la structure de la paroi dans nos échantillons au moyen de la microscopie à centre NV. Celles-ci montrent clairement l'existence d'une paroi à forte tendance Néel explicable seulement par la présence de DMI. Or, comme précisé précédemment, nous obtenons par nos mesures de transport deux valeurs contradictoires pour ce paramètre de DMI.

La première piste de travail va être de comprendre cette contradiction dans ce cas particulier, et plus généralement de comprendre le déplacement des parois de domaine en présence de DMI et des SOT dans une vision plus étendue que la seule prise en compte d'un champ de biai agissant sur la paroi. Cette problématique fait écho à d'autres études de transport menées dans le groupe que nous avons du mal à expliquer entièrement en prenant en compte ces différents effets.

De façon à mener ce travail, une comparaison de différents matériaux mesurés chacun par notre méthode et d'autres complémentaires comme la microscopie sera indispensable. Pour ce faire, mon expérience devra être optimisée. Ainsi si elle présente les avantages importants d'être reproductible et extrêmement sensible, elle a le désavantage important d'être très lente. Il faut en effet au minimum 3 jours pour effectuer une mesure complète incluant les tests de reproductibilité et les corrections d'erreur. De même, l'aspect mécanique du banc de mesure devra être amélioré pour augmenter la résolution angulaire sur l'angle azimuthal : une meilleure planéité permettra d'obtenir une meilleure stabilité de la paroi et ainsi de pouvoir appliquer des champs magnétiques planaires plus importants.

Différents échantillons devront être mesurés, les résultats comparés entre eux et surtout à d'autres mesures, par exemple de microscopie. Les premiers échantillons à étudier sont ceux pour lesquels DMI a été prouvé très faible comme les tri-couches Ta/CoFeB/MgO déposés par Singulus et observés par microscopie à centre NV. On s'attachera à comparer l'allure des courbes à celles que j'ai obtenues sur du PtCoAlOx et à les expliquer avec l'avantage d'un degré de liberté en moins : le DMI. L'autre avantage est que des champs magnétiques moins importants seront nécessaires. Ces mesures nous permettront

je l'espère de valider le principe de ma mesure sur un cas plus simple afin d'expliquer plus facilement mes résultats. Une fois cette étape faite, il sera intéressant d'étudier d'autres empilements présentant, ou non, du DMI et ayant des rapports des couples « field-like » et « damping-like » variable et inversés afin de comprendre qualitativement et quantitativement l'influence de chacun. De même, en jouant sur l'épaisseur de la couche ferromagnétique, le rapport de l'amplitude de ces couples sur le couple NA-STT pourra être varié et l'influence de chacun étudiée plus simplement.



# Bibliographie

- [1] G. Beach, C. Knutson, C. Nistor, M. Tsoi, and J. Erskine. Nonlinear Domain-Wall Velocity Enhancement by Spin-Polarized Electric Current. *Physical Review Letters*, 97(5) :057203, August 2006.
- [2] Geoffrey S D Beach, Corneliu Nistor, Carl Knutson, Maxim Tsoi, and James L Erskine. Dynamics of field-driven domain-wall propagation in ferromagnetic nanowires. *Nature materials*, 4(10) :741–4, October 2005.
- [3] Mohamed Belmeguenai, Jean-paul Adam, Yves Roussign, Sylvain Eimer, Joo-von Kim, Salim Mourad Cherif, and Andrey Stashkevich. Interfacial Dzyaloshinskii-Moriya interaction in perpendicularly-magnetized Pt/Co/AlO. pages 1–5.
- [4] L. Berger. Low-field magnetoresistance and domain drag in ferromagnets. *Journal of Applied Physics*, 49(3) :2156, 1978.
- [5] M Bode, M Heide, K von Bergmann, P Ferriani, S Heinze, G Bihlmayer, a Kubetzka, O Pietzsch, S Blügel, and R Wiesendanger. Chiral magnetic order at surfaces driven by inversion asymmetry. *Nature*, 447(7141) :190–3, May 2007.
- [6] O. Boulle, L. D. Buda-Prejbeanu, E. Jué, I. M. Miron, and G. Gaudin. Current induced domain wall dynamics in the presence of spin orbit torques. *Journal of Applied Physics*, 115(17) :17D502, May 2014.
- [7] O. Boulle, J. Kimling, P. Warnicke, M. Kläui, U. Rüdiger, G. Malinowski, H. Swagten, B. Koopmans, C. Ulysse, and G. Faini. Nonadiabatic Spin Transfer Torque in High Anisotropy Magnetic Nanowires with Narrow Domain Walls. *Physical Review Letters*, 101(21) :216601, November 2008.
- [8] O. Boulle, G. Malinowski, and M. Kläui. Current-induced domain wall motion in nanoscale ferromagnetic elements. *Materials Science and Engineering : R : Reports*, 72(9) :159–187, September 2011.
- [9] O. Boulle, S. Rohart, L. D. Buda-Prejbeanu, E. Jue, I. M. Miron, S. Pizzini, J. Vogel, G. Gaudin, and a. Thiaville. Domain Wall Tilting in the Presence of the Dzyaloshinskii-Moriya Interaction in Out-of-Plane Magnetized Magnetic Nanotracks. *Physical Review Letters*, 111(21) :217203, November 2013.
- [10] Y H Choi, K J Lee, J B Yoon, J H Cho, C Y You, T W Kim, and M H Jung. Field-induced domain wall motion of amorphous [CoSiB/Pt]N multilayers with perpendicular anisotropy. *Journal of Applied Physics*, 115(18) :183901, May 2014.
- [11] Michel Cyrot, Michel Decorps, Bernard Dieny, Olivier Geoffroy, Damien Gignoux, Claudine Lacroix, Jean Laforest, Philippe Lethuillier, Pierre Molho, Jean-Claude

- Peuzin, Jacques Pierre, Jean-Louis Porteseil, Pierre Rochette, Michel-François Rosignol, Michel Schlenker, Christophe Segebarth, Yves Souche, Etienne Du Trémolet de la Lacheisserie, and Jean-Paul Yonnet. *Magnétisme I. Fondements*. EDP Sciences, 2000.
- [12] Marc Drouard. *Etude de l'origine des couples magnétiques induits par le couplage spin orbite dans des structures asymétriques à base de Co/Pt*. PhD thesis, Université de Grenoble, 2014.
- [13] I Dzyaloshinsky. A THERMODYNAMIC THEORY OF “ WEAK ” OF ANTIFERROMAGNETICS. 4(c) :241–255, 1958.
- [14] Saitoh Eiji, Miyajima Hideki, Yamaoka Takehiro, and Tatara Gen. Current-induced resonance and mass determination of a single magnetic domain wall. *Nature*, 432(November) :203–206, 2004.
- [15] Satoru Emori, Uwe Bauer, Sung-Min Ahn, Eduardo Martinez, and Geoffrey S. D. Beach. Current-driven dynamics of chiral ferromagnetic domain walls. *Nature Materials*, 12(6) :1–6, June 2013.
- [16] Satoru Emori, Eduardo Martinez, Uwe Bauer, Sung-min Ahn, and Geoffrey S. D. Beach. Spin Hall torque magnetometry of Dzyaloshinskii domain walls. *Physical Review B*, 90 :1–17, 2014.
- [17] Albert Fert, Vincent Cros, and João Sampaio. Skyrmions on the track. *Nature Nanotechnology*, 8(3) :152–156, March 2013.
- [18] Kevin Garello, Ioan Mihai Miron, Can Onur Avci, Frank Freimuth, Yuriy Mokrousov, Stefan Blügel, Stéphane Auffret, Olivier Boulle, Gilles Gaudin, and Pietro Gambardella. Symmetry and magnitude of spin-orbit torques in ferromagnetic heterostructures. *Nature nanotechnology*, 8(8) :587–93, August 2013.
- [19] T.L. Gilbert. A phenomenological theory of damping in ferromagnetic materials. *Magnetics, IEEE Transactions on*, 40(6) :3443–3449, Nov 2004.
- [20] J. Grollier, P. Boulenc, V. Cros, a. Hamzic, a. Vaures, a. Fert, and G. Faini. Switching a spin valve back and forth by current-induced domain wall motion. *Applied Physics Letters*, 83(3) :509, 2003.
- [21] J. Grollier, D. Lacour, V. Cros, a. Hamzic, a. Vaures, a. Fert, D. Adam, and G. Faini. Switching the magnetic configuration of a spin valve by current-induced domain wall motion. *Journal of Applied Physics*, 92(8) :4825, 2002.
- [22] P. P. J. Haazen, E. Murè, J. H. Franken, R. Lavrijsen, H. J. M. Swagten, and B. Koopmans. Domain wall depinning governed by the spin Hall effect. *Nature Materials*, 12(3) :1–5, February 2013.
- [23] Masamitsu Hayashi, Luc Thomas, Charles Rettner, Rai Moriya, Yaroslav Bazaliy, and Stuart Parkin. Current Driven Domain Wall Velocities Exceeding the Spin Angular Momentum Transfer Rate in Permalloy Nanowires. *Physical Review Letters*, 98(3) :037204, January 2007.
- [24] Masamitsu Hayashi, Luc Thomas, Charles Rettner, Rai Moriya, and Stuart S. P. Parkin. Direct observation of the coherent precession of magnetic domain walls

- propagating along permalloy nanowires. *Nature Physics*, 3(1) :21–25, December 2006.
- [25] T Hingant, L J Martinez, S Rohart, A Thiaville, L Herrera Diez, K Garcia, G Gaudin, L Vila, B Ocker, D Ravelosona, and V Jacques. The nature of domain walls in ultrathin ferromagnets revealed by scanning nanomagnetometry. *Nature communications*, 6, 2015.
- [26] Emilie Jué. *Dynamique du déplacement de parois magnétiques dans les couches ultra-minces à forte interaction spin-orbite*. PhD thesis, Grenoble, 2013.
- [27] Kyoung-Whan Kim, Soo-Man Seo, Jisu Ryu, Kyung-Jin Lee, and Hyun-Woo Lee. Magnetization dynamics induced by in-plane currents in ultrathin magnetic nanostructures with Rashba spin-orbit coupling. *Physical Review B*, 85(18) :180404, May 2012.
- [28] T Koyama, D Chiba, K Ueda, K Kondou, H Tanigawa, S Fukami, T Suzuki, N Ohshima, N Ishiwata, Y Nakatani, K Kobayashi, and T Ono. Observation of the intrinsic pinning of a magnetic domain wall in a ferromagnetic nanowire. *Nature materials*, 10(3) :194–7, March 2011.
- [29] O Krupin, G Bihlmayer, K M Döbrich, J E Prieto, K Starke, S Gorovikov, S Blügel, S Kevan, and G Kaindl. Rashba effect at the surfaces of rare-earth metals and their monoxides. *New Journal of Physics*, 11(1) :013035, January 2009.
- [30] O. Krupin, G. Bihlmayer, K. Starke, S. Gorovikov, J. Prieto, K. Döbrich, S. Blügel, and G. Kaindl. Rashba effect at magnetic metal surfaces. *Physical Review B*, 71(20) :201403, May 2005.
- [31] H Kurebayashi, Jairo Sinova, D Fang, a C Irvine, T D Skinner, J Wunderlich, V Novák, R P Campion, B L Gallagher, E K Vehstedt, L P Zárbo, K Výborný, a J Ferguson, and T Jungwirth. An antidamping spin-orbit torque originating from the Berry curvature. *Nature nanotechnology*, 9(3) :211–7, March 2014.
- [32] a. Manchon and S. Zhang. Theory of nonequilibrium intrinsic spin torque in a single nanomagnet. *Physical Review B*, 78(21) :212405, December 2008.
- [33] Aurelien Manchon. Spin Hall effect versus Rashba torque : a Diffusive Approach. 2012.
- [34] P. Metaxas, J. Jamet, A. Mougin, M. Cormier, J. Ferré, V. Baltz, B. Rodmacq, B. Dieny, and R. Stamps. Creep and Flow Regimes of Magnetic Domain-Wall Motion in Ultrathin Pt/Co/Pt Films with Perpendicular Anisotropy. *Physical Review Letters*, 99(21) :217208, November 2007.
- [35] I. Miron, P.-J. Zermatten, G. Gaudin, S. Auffret, B. Rodmacq, and a. Schuhl. Domain Wall Spin Torquemeter. *Physical Review Letters*, 102(13) :1–4, March 2009.
- [36] Ioan Mihai Miron, Kevin Garello, Gilles Gaudin, Pierre-Jean Zermatten, Marius V Costache, Stéphane Auffret, Sébastien Bandiera, Bernard Rodmacq, Alain Schuhl, and Pietro Gambardella. Perpendicular switching of a single ferromagnetic layer induced by in-plane current injection. *Nature*, 476(7359) :189–93, August 2011.



- [37] Ioan Mihai Miron, Gilles Gaudin, Stéphane Auffret, Bernard Rodmacq, Alain Schuhl, Stefania Pizzini, Jan Vogel, and Pietro Gambardella. Current-driven spin torque induced by the Rashba effect in a ferromagnetic metal layer. *Nature materials*, 9(3) :230–4, March 2010.
- [38] Ioan Mihai Miron, Thomas Moore, Helga Szambolics, Liliana Daniela Buda-Prejbeanu, Stéphane Auffret, Bernard Rodmacq, Stefania Pizzini, Jan Vogel, Marlio Bonfim, Alain Schuhl, and Gilles Gaudin. Fast current-induced domain-wall motion controlled by the Rashba effect. *Nature materials*, 10(6) :419–23, June 2011.
- [39] Mihai Miron. *Étude de l'interaction entre un courant polarisé en spin et une paroi de domaine magnétique dans des matériaux à aimantation perpendiculaire*. PhD thesis, Université Joseph Fourier Grenoble, 2009.
- [40] Toru Moriya. NEW MECHANISM OF ANISOTROPIC SUPEREXCHANGE INTERACTION. *Physical Review Letters*, 4(5) :4–6, 1960.
- [41] a Mougín, M Cormier, J. P Adam, P. J Metaxas, and J Ferré. Domain wall mobility, stability and Walker breakdown in magnetic nanowires. *Europhysics Letters (EPL)*, 78(5) :57007, June 2007.
- [42] Ung Hwan Pi, Kee Won Kim, Ji Young Bae, Sung Chul Lee, Young Jin Cho, Kwang Seok Kim, and Sunae Seo. Tilting of the spin orientation induced by Rashba effect in ferromagnetic metal layer. *Applied Physics Letters*, 97(16) :162507, 2010.
- [43] Kwang-Su Ryu, Luc Thomas, See-Hun Yang, and Stuart Parkin. Chiral spin torque at magnetic domain walls. *Nature Nanotechnology*, (June) :1–7, June 2013.
- [44] Kwang-Su Ryu, See-Hun Yang, Luc Thomas, and Stuart S P Parkin. Chiral spin torque arising from proximity-induced magnetization. *Nature communications*, 5(May) :3910, January 2014.
- [45] Mathieu Taillefumier. Université joseph fourier - grenoble 1 quelques mécanismes non conventionnels de l'effet hall anormal, 2006.
- [46] A Thiaville, Y Nakatani, J Miltat, and Y Suzuki. Micromagnetic understanding of current-driven domain wall motion in patterned nanowires. *Europhysics Letters (EPL)*, 69(6) :990–996, March 2005.
- [47] André Thiaville, Stanislas Rohart, Émilie Jué, Vincent Cros, and Albert Fert. Dynamics of Dzyaloshinskii domain walls in ultrathin magnetic films. *EPL (Europhysics Letters)*, 100(5) :57002, December 2012.
- [48] Luc Thomas and Stuart Parkin. *Current Induced Domain-wall Motion in Magnetic Nanowires*. 2007.
- [49] N Vernier, D. a Allwood, D Atkinson, M. D Cooke, and R. P Cowburn. Domain wall propagation in magnetic nanowires by spin-polarized current injection. *Europhysics Letters (EPL)*, 65(4) :526–532, February 2004.
- [50] G. Vignale. Ten Years of Spin Hall Effect. *Journal of Superconductivity and Novel Magnetism*, 23(1) :3–10, October 2009.

- [51] Laurent Vila, Takashi Kimura, and YoshiChika Otani. Evolution of the Spin Hall Effect in Pt Nanowires : Size and Temperature Effects. *Physical Review Letters*, 99(22) :226604, November 2007.
- [52] a. Yamaguchi, T. Ono, S. Nasu, K. Miyake, K. Mibu, and T. Shinjo. Real-Space Observation of Current-Driven Domain Wall Motion in Submicron Magnetic Wires. *Physical Review Letters*, 92(7) :077205, February 2004.
- [53] S. Zhang and Z. Li. Roles of Nonequilibrium Conduction Electrons on the Magnetization Dynamics of Ferromagnets. *Physical Review Letters*, 93(12) :1–4, September 2004.